

# **Caractérisation de la génération et la propagation d'ondes de pressions dans des tissus biologiques pour la conception d'appareils médicaux**

THÈSE N° 4396 (2009)

PRÉSENTÉE LE 15 MAI 2009

À LA FACULTÉ SCIENCES ET TECHNIQUES DE L'INGÉNIEUR  
LABORATOIRE DE CONCEPTION DE SYSTÈMES MÉCANIQUES  
PROGRAMME DOCTORAL EN SYSTÈMES DE PRODUCTION ET ROBOTIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

**Mathieu BENOIT**

acceptée sur proposition du jury:

Prof. M.-O. Hongler, président du jury  
Prof. J. Giovanola, Prof. A. Curnier, directeurs de thèse  
Prof. V. Martin, rapporteur  
Prof. D. Pioletti, rapporteur  
Prof. Ph. Zysset, rapporteur



ÉCOLE POLYTECHNIQUE  
FÉDÉRALE DE LAUSANNE

Suisse  
2009



---

## Table des matières

Résumé.....	4
Abstract.....	6
1. Contexte.....	8
1.1 Introduction.....	8
1.2 Objectifs .....	11
1.3 Approche et postulat.....	11
1.4 Eléments originaux de la thèse .....	12
1.5 Perspectives.....	13
1.6 Plan de la thèse.....	13
1.7 Etat de l'art .....	14
2. Caractérisation expérimentale, modélisation et simulation du générateur d'ondes .....	17
2.1 Objectifs .....	17
2.2 Approche .....	17
2.3 Description du générateur d'ondes.....	18
2.4 Mesure de la vitesse du projectile .....	19
2.5 Modélisation et simulation « corps rigide » du générateur d'ondes .....	20
2.6 Mesures de la propagation d'ondes dans une barre de Hopkinson.....	22
2.6.1 Description de la barre de Hopkinson .....	22
2.6.2 Mesures dans la barre de Hopkinson .....	22
2.7 Simulations de la génération d'ondes et de leur propagation dans une barre de Hopkinson .....	24
2.8 Mesures, modélisation et simulation de la propagation d'ondes dans de l'eau.....	27
2.8.1 Banc de mesures .....	28
2.8.2 Paramètres de la modélisation et de la simulation.....	28
2.8.3 Validation des simulations de propagation d'ondes dans l'eau .....	29
2.9 Implication des résultats pour la conception d'une nouvelle génération d'appareils pour le traitement par « ondes de choc » extracorporel (ESWT) .....	31
2.10 Conclusions.....	34
3. Développement d'une technique de mesure de propagation d'ondes dans des tissus mous .....	36
3.1 Objectifs .....	36
3.2 Approche .....	36
3.3 Utilisation de jauges PVDF – problème de l'inclusion.....	36
3.4 Mesures à l'aide de jauges PVDF .....	39
3.5 Validation de la technique de mesure utilisant des jauges PVDF.....	42
3.6 Mesure à l'aide de jauges PVDF en contact avec de l'eau.....	43
3.7 Conclusion.....	44
4. Mesures de la propagation et atténuation d'ondes dans des tissus animaux .....	46
4.1 Objectifs .....	46
4.2 Approche .....	46
4.3 Description du banc de mesures .....	46
4.4 Mesures dans de la peau de porc .....	47
4.4.1 Répétabilité des mesures pour un échantillon donné .....	47
4.4.2 Variabilité entre mesures sur plusieurs échantillons et courbes représentatives .....	48
4.5 Mesures dans de la graisse de porc.....	50
4.6 Synthèse des mesures effectuées dans de la peau et de la graisse de porc..	52

---

4.7 Conclusions.....	54
5. Simulation de la propagation d'ondes dans des tissus animaux.....	56
5.1 Objectif .....	56
5.2 Approches .....	56
5.3 Simulation de la propagation d'ondes dans des tissus animaux à l'aide d'un modèle constitutif connu.....	56
5.4 Modèles constitutifs basés sur des lois de puissance pour la simulation des tissus mous .....	60
5.4.1 Elasticité .....	60
5.4.2 Viscosité .....	61
5.4.3 Proposition d'un modèle constitutif de Hooke-Maxwell puissance.....	61
5.5 Conclusion.....	64
6. Conclusion .....	66
Bibliographie .....	70
A1 Thérapies utilisant des ondes de pression et de choc [11], [7].....	74
A1.1 High Intensity Focused Ultrasound (HIFU) .....	74
A1.2 Augmentation de la perméabilité aux médicaments à l'aide d'ultrasons (Ultrasound-enhanced drug delivery).....	74
A1.3 Lithotripsie .....	74
A1.4 « Ondes de choc » radiale.....	75
A2 Revue de la propagation d'ondes dans des tissus biologiques mous.....	75
A3 Compréhension médicale de la propagation d'ondes dans des tissus biologiques [9], [10], [37], [38], [3] .....	76
A3.1 Compréhension générale du principe de guérison .....	76
A3.2 Effets des ondes de choc .....	77
A3.3 Effets généraux sur les tissus.....	78
A3.4 Effet sur la douleur .....	78
A3.5 Effet sur les calcifications .....	78
A3.6 Effets sur les tissus mous.....	79
A3.7 Effet sur l'os.....	79
A3.8 Synthèse de la compréhension médicale actuelle.....	79
A4 Techniques de mesure de la propagation d'ondes dans des tissus biologiques .....	80
A4.1 Barre de Hopkinson.....	80
A4.2 Jauges PVDF [43] .....	80
A5 Modèles pour les tissus mous.....	82
A6 Equations de la piézoélectricité [43].....	82
A6.1 Équations piézoélectriques dans le cas d'un modèle unidimensionnel .....	82
A6.2 Équations piézoélectriques dans le cas d'un modèle tridimensionnel .....	84
A6.3 Coefficient de couplage électromécanique.....	84
A6.4 Tenseur piézoélectrique [d] .....	85
A6.5 Tenseur compliance élastique [S].....	85
A6.6 La pyroélectricité .....	85
A6.7 Modèle piézoélectrique pour les jauges PVDF.....	86
Annexe B : rappel théorique [16].....	88
B.1 Introduction .....	88
B.2 Propagation d'ondes dans un milieu élastique étendu.....	88
B.2.1 Equations d'ondes dans un milieu élastique:.....	88
B.2.2 Intégration des équations d'ondes:.....	90
B.2.3 Ondes de Rayleigh: .....	90

---

---

B.2.4 Réflexion d'une onde élastique sur une surface libre: .....	92
B.2.5 Réflexion et réfraction d'une onde à l'interface entre deux milieux: .....	95
B.2.6 Réflexion totale: .....	97
B.3 Propagation d'ondes dans un milieu élastique limité.....	98
B.3.1 Vibrations longitudinales dans une barre:.....	98
B.4 Frottement interne et énergie.....	100
Annexe C : Modélisation du capteur à bobine à pas variable [47] .....	104
Curriculum vitae .....	107

---

## Résumé

Les thérapies utilisant des ondes dites de choc extracorporelles (Extracorporeal Shock Wave Therapy ESWT) sont devenues une pratique médicale courante en orthopédie et en traumatologie. Afin de comprendre et d'optimiser l'effet des ondes de choc dans des applications cliniques, les résultats médicaux doivent être corrélés avec des stimuli mécaniques bien caractérisés. Cette thèse s'inscrit dans un cadre industriel. Elle contribue à la compréhension de la génération et la propagation d'ondes de pression dans des tissus humains dans le but d'améliorer les thérapies ESWT existantes et de fournir au partenaire industriel des outils pour la conception d'une nouvelle génération d'appareils de traitement par ondes de choc extracorporelles.

L'approche générale adoptée repose sur une combinaison entre caractérisation expérimentale et modélisation théorique et numérique des phénomènes de génération et de propagation d'ondes dans un appareil de traitement et dans des tissus biologiques.

Premièrement, la caractérisation d'un générateur d'ondes a été effectuée sur la base d'une part de mesures du comportement dynamique des pièces en mouvement couplées avec une simulation « corps rigides », et d'autre part de mesures de propagation d'ondes à l'aide d'une barre de Hopkinson couplées avec des simulations par éléments finis. Cette caractérisation a montré que le générateur produit des trains d'ondes très reproductibles et a permis de concevoir un nouveau générateur d'ondes avec une large plage d'énergie et des paramètres d'utilisation maîtrisés. Celui-ci fait l'objet d'une dépose de brevet.

Deuxièmement, une technique de mesure d'ondes de pression dans des tissus mous animaux a été développée qui est basée sur des jauges PVDF. L'applicabilité de ces jauges a été validée qualitativement par des mesures comparatives avec la barre de Hopkinson. L'effet perturbateur de la jauge comme inclusion dans le milieu sondé a été estimé au moyen de simulations de la propagation d'ondes dans de l'eau. Une comparaison avec des résultats de mesures dans des tissus mous suggère que l'effet d'inclusion n'est pas important dans ceux-ci. Un étalonnage de la jauge indépendant de celui du fournisseur n'a cependant pas pu être réalisé.

Finalement, des mesures de propagation d'ondes dans de la peau et de la graisse de porc à l'aide de jauges PVDF ont montré une bonne reproductibilité pour un échantillon donné. Elles ont mis en évidence l'influence de la pression de consigne du générateur d'ondes sur l'amplitude et l'atténuation de l'onde dans le tissu. De plus, la dépendance entre l'amplitude de l'onde et sa vitesse de propagation a suggéré le comportement non-linéaire viscoélastique des tissus mous ainsi que la nécessité d'un modèle constitutif pour les hauts taux de déformation. Des simulations de propagation d'ondes à l'aide d'un modèle constitutif hyperélastique connu a montré la difficulté de la modélisation des tissus mous. Un modèle constitutif non-linéaire viscoélastique basé sur des lois de puissances a été considéré ; il est un candidat intéressant pour des développements et simulations futures.

La technique de simulation de la génération et la propagation d'ondes dans un solide (aluminium) et un liquide (eau) a été validée par comparaison avec des mesures

---

dans ces milieux (jauges de contraintes et hydrophone PVDF respectivement). Les simulations de propagation d'ondes de pressions validées pour les solides et les liquides ont montré qu'elles peuvent être appliquées aux tissus biologiques modélisés à l'aide d'un modèle constitutif connu ; elles sont un outil pour toute autre simulation utilisant un modèle constitutif plus complexe.

Ce travail s'inscrit dans une étude plus vaste qui vise à établir et valider des modèles constitutifs de matériaux biologiques appropriés aux simulations de propagation d'ondes.

Mots-clefs : ESWT, barre de Hopkinson, jauge PVDF, tissus biologique, modèle constitutif

---

## Abstract

Therapies using so called extracorporeal shock waves (Extracorporeal Shock Wave Therapy ESWT) have become current medical practice in orthopedy and traumatology. In order to understand and to optimize the effect of shock waves in clinical applications, medical results must be correlated with well characterized mechanical stimuli. This thesis has an industrial scope. It contributes to the comprehension of the generation and propagation of pressure waves in human tissues with the aim of improving existing ESWT therapies and of providing the industrial partner with tools for the design of a new generation of extracorporeal shock waves devices.

The adopted general approach is based on a combination of experimental characterization and analytical and numerical modeling of wave generation and propagation phenomena in a medical treatment device and in biological tissues.

Firstly, the characterization of a wave generator is based, on the one hand, on measurements of the dynamic behavior of the moving parts coupled with rigid body simulation, and on the other hand on measurements of wave propagation by means of a Hopkinson bar coupled with finite elements simulations. This characterization has shown that the generator produces very reproducible stress pulses. The simulation technique allows designing a new wave generator with a higher energy range and with well controlled operating parameters. The new design is covered by a patent.

Secondly, a measurement technique for generation and propagation of pressure waves in soft animal tissues has been developed that is based on PVDF gages. The applicability of these gages has been qualitatively validated by comparative measurements with a Hopkinson bar. The perturbation effect of the gage, acting as an inclusion in the medium to be characterized, has been evaluated by means of simulations of wave propagation in water. Comparison with measurements in soft tissues suggests that it is negligible for pressure measurement in this type of materials. An independent calibration of the gage could however not be performed.

Finally, measurements of wave propagation in pig skin and fat using PVDF gauges showed good reproducibility for a given sample. They highlighted the influence of the supply pressure of the wave generator on the amplitude and on the attenuation of the wave in tissues. Moreover, the dependence between the amplitude of the wave and its propagation velocity suggests a non-linear viscoelastic behavior of soft tissues as well as the need of a constitutive model for high strain rates. Simulations of wave propagation using a known hyperelastic constitutive model highlighted the difficulty of modeling such soft tissues. A viscoelastic non-linear constitutive model based on power laws was considered and is an interesting candidate for future simulations.

The simulation technique for wave generation and propagation in a solid (aluminum) and a liquid (water) has been validated by comparing its results with measurements performed in these materials (strain gages and PVDF hydrophone respectively). Simulations of pressure wave propagation validated for solids and liquids showed that they can be applied to biological tissues modeled using a known constitutive



---

model; they are a tool for any other simulation using more complex constitutive models.

This work contributes to a broader study aimed at establishing and validating constitutive models for biological materials suitable for use in simulations of wave propagation.

Keywords: ESWT, Hopkinson bar, PVDF gauge, biological tissue, constitutive model

---

## 1. Contexte

### 1.1 Introduction

Les thérapies utilisant des ondes dites de choc extracorporelles (Extracorporeal Shock Wave Therapy ESWT) sont devenues une pratique médicale courante en orthopédie et en traumatologie. En effet, cette technique non invasive est appliquée depuis plus de 20 ans à une large gamme de pathologies musculo-squelettiques telles que les tendinites calcifiantes ou non, les épicondylites, les fasciites plantaires ou les pseudarthroses. De plus, son efficacité est reconnue par une grande majorité du corps médical ([1], [2], [3], [4]).

Les appareils de traitement par « ondes de choc » peuvent être classés selon quatre technologies :

1. Electro-hydraulique : un réflecteur ellipsoïde focalise les ondes produites par une étincelle immergée dans un liquide.
2. Electromagnétique : des ondes sont générées par une membrane mise en mouvement par un électro aimant, une lentille les focalise.
3. Piézoélectrique : des éléments piézoélectriques sont montés sur un support sphérique
4. Balistique : un projectile impacte un applicateur générant des ondes non focalisées

Dans ce travail, nous nous intéressons aux appareils de type *balistiques*, ou à *impact mécanique* tel celui montré schématiquement dans la figure 1.

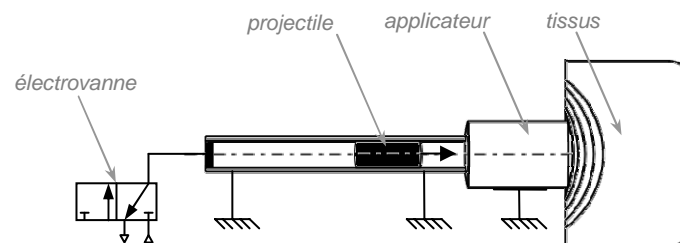


Figure 1 : représentation schématique d'un appareil balistique, ou à impact mécanique

Cet appareil est composé d'une électrovanne pneumatique, d'un projectile guidé dans un tube et d'un applicateur. Le projectile est mis en mouvement par l'actionnement de l'électrovanne qui pressurise la chambre en amont du projectile. Le projectile vient alors impacter l'applicateur, générant ainsi une onde à la tête de l'instrument. Cette onde est transmise à travers la surface de la peau vers les différents tissus pathologiques. Les ondes émises par ce type d'appareil ne sont pas focalisées ; elles se propagent de façon radiale (ondes sphériques) vers l'ensemble de la zone à traiter. La thérapie prend alors le nom de « Thérapie Extracorporelle par Ondes de Choc Radiale ». Les ondes émises par ce type d'appareils sont de basse énergie (« ondes soft ») en comparaison avec les ondes focalisées émises par des appareils utilisant une autre technologie.

La norme IEC 61846 définit la densité de flux d'énergie *EFD* (*Energy Flux Density*) émise par l'appareil de la manière suivante :

$$EFD = \frac{1}{\rho c} \int P^2 dt \quad [J/m^2] \quad (1.01)$$

Avec :

$\rho$  : masse volumique du milieu

$c$  : vitesse de propagation de l'onde de compression dans le milieu

$P$  : pression mesurée

Cette définition peut être comparée à celle de Kolsky [16] qui définit l'intégrale dans le temps du *flux d'énergie* de la manière suivante (voir annexe B) :

$$\frac{1}{2\rho c} \int P^2 dt \quad [J/m^2] \quad (1.02)$$

La *densité de flux d'énergie* correspond donc au double de l'intégrale dans le temps du *flux d'énergie*.

Le milieu médical prescrit actuellement une *densité de flux d'énergie* et une *distance entre la surface de la peau et la zone à traiter* qui sont différentes pour chaque thérapie. Elles sont résumées dans le tableau 1 :

indication	distance peau – zone à traiter [cm]	densité de flux d'énergie [mJ/mm <sup>2</sup> ]
<b>thérapies pour les tissus mous</b>		
tendinites calcifiantes ou non de la coiffe des rotateurs (épaule)	2 – 3	0.09 – 0.22
épicondylites latérales et médianes (tennis elbow)	0.1 – 0.5	0.09 – 0.22
fasciites plantaires	1 – 2	0.09 – 0.22
tendinites achilléennes	1	0.09 – 0.22
syndrome de la bandelette ilio-tibiale	2 – 3	0.09 – 0.22
contracture de Dupuytren	0.5	0.09 – 0.22
tendinite rotulienne (patella)	2	0.09 – 0.22
douleurs causées par la « mygéllose » (trigger points)	1 – 2	0.09 – 0.22
<b>thérapies pour les os</b>		
pseudarthroses (retard de consolidation des fractures)	3 – 5	0.25 – 0.80
ostéoporose	0.5 – 4	0.25 – 0.80

Tableau 1 : indications pour les traitements par « ondes de choc »

Des mesures faites dans l'eau et dans de la craie ont montré que dans ces matériaux, l'appareil de la figure 1 fournit une densité de flux d'énergie de  $0.16 \text{ mJ/mm}^2$  à une distance de  $\approx 2 \text{ cm}$  [5]. Il ne permet donc de soigner actuellement que les pathologies ne nécessitant que de faibles apports d'énergie.

La figure 2 montre le traitement du muscle deltoïde de l'épaule à l'aide de l'appareil.

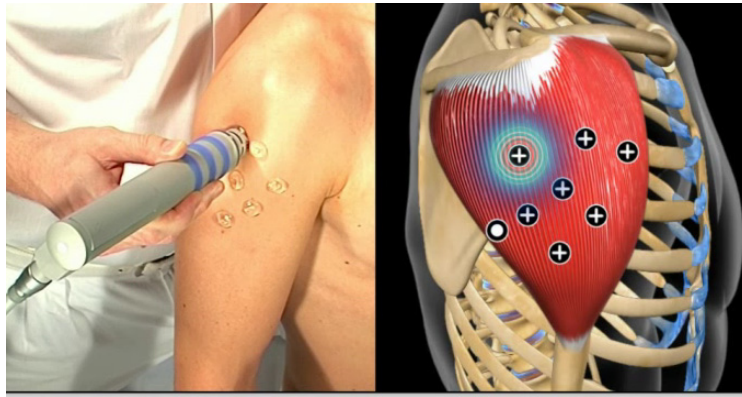


Figure 2 : traitement du muscle deltoïde (source : document publicitaire médical)

Le traitement actuel proposé [6] dure quatre à six semaines à raison d'environ une séance hebdomadaire. Le médecin localise la zone à traiter par palpation ; il y applique un gel qui améliore la transmission des ondes dans le corps du patient. Il appuie ensuite la tête de l'applicateur contre la zone à traiter avec une précontrainte d'environ  $30N$ . Il enclenche enfin l'appareil en mode continu et le déplace aux environs de la zone à traiter. La pression d'entrée de la vanne est réglée sur  $2.5bar$  ; à chaque séance le patient reçoit 2000 impacts à une fréquence de  $8Hz$ .

La figure 3 montre une pulsation d'onde produite avec le générateur d'ondes et mesurée dans de l'eau à l'aide d'un hydrophone, pour une pression d'entrée de l'électrovanne de  $4bar$  et à une distance de  $1mm$  de la tête de l'applicateur.

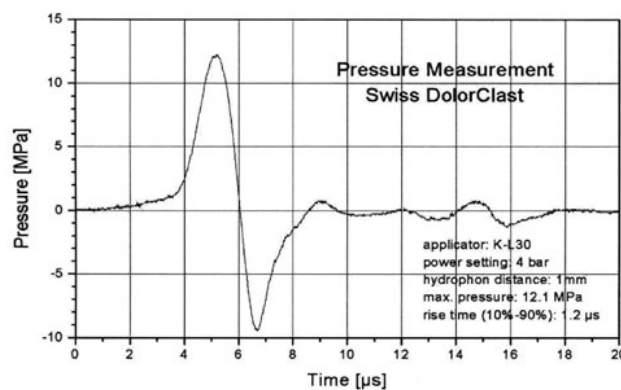


Figure 3 : onde mesurée à  $1mm$  de la tête de l'appareil (source [7])

La pulsation d'onde mesurée est formée d'un pic positif suivi d'un pic négatif. La durée totale de la pulsation est de l'ordre de  $10\mu sec$ . Le pic positif correspond à une compression du matériau ; son amplitude maximum est de l'ordre de  $10MPa$ . Le pic négatif est un pic de tension ; son amplitude est toujours inférieure à celle du pic positif. Le milieu médical considère que le pic négatif est en partie responsable de l'effet curatif, entre autre parce qu'il pourrait générer de la cavitation dans le matériau.

Le concept de *tension* dans les liquides est apparu vers le milieu du 19<sup>ème</sup> siècle. Plusieurs expériences (Donny 1846 ; Berthelot 1850 et Reynolds 1882), renouvelées de nombreuses fois sous différentes formes depuis cette époque

---

(Temperley 1946 ; Briggs 1950 et Rees & Trevena 1966 [8]) montrèrent qu'un liquide au repos peut subir des pressions inférieures à sa pression de vapeur et même des pressions négatives, c'est-à-dire des tensions, sans se vaporiser. Les valeurs expérimentales des tensions de rupture sont, dans le cas de l'eau, de l'ordre de quelques dizaines de bars. Elles présentent une assez grande dispersion et sont fortement dépendantes des procédures expérimentales utilisées ; elles dépendent aussi du traitement préalable du liquide (dégazage ou mise prolongée en surpression) ainsi que du traitement subi par les parois du récipient qui le contient.

Les mesures actuelles ont principalement été faites dans de l'eau, considérée comme matériau de référence pour la comparaison des performances des différents types d'appareils sur le marché. Dans ce travail, on désire caractériser ce type d'impulsion dans des tissus biologiques, dont le comportement rhéologique est actuellement mal connu.

## **1.2 Objectifs**

Afin de comprendre et d'optimiser l'effet des ondes dites de choc dans des applications cliniques, les résultats médicaux doivent être corrélés avec des stimuli mécaniques précisément caractérisés. Cette thèse s'inscrit dans un cadre industriel tout en ayant des objectifs scientifiques. Elle contribue à la compréhension de la génération et propagation d'ondes de pression dans des tissus humains dans le but d'améliorer les thérapies ESWT existantes et de fournir au partenaire industriel des outils pour la conception d'une nouvelle génération d'appareils de traitement par « ondes de choc » extracorporelles.

Plus précisément, l'objectif de cette thèse est de développer et de valider une technique de mesure de propagation d'ondes de pression dans des tissus mous animaux. Elle s'inscrit dans une étude plus vaste qui vise à établir et valider des modèles constitutifs de matériaux biologiques appropriés aux simulations de propagation d'ondes. Ces simulations doivent ensuite servir à comprendre le comportement des ondes lorsqu'elles se propagent dans diverses parties du corps humain et permettre de générer les ondes appropriées pour soigner une pathologie donnée.

Les difficultés de cette étude résident principalement dans la nature non-linéaire viscoélastique des tissus biologiques, dans leur caractère non homogène et dans la mesure précise de la propagation d'ondes de pression dans ces tissus.

Cette thèse devait être associée à une autre thèse traitant de la modélisation non-linéaire viscoélastique des tissus biologiques. Les deux projets complémentaires auraient dû être menés en parallèle et s'appuyer l'un sur l'autre. Malheureusement, la thèse de modélisation n'a pas été menée à terme, laissant une lacune importante quant à la modélisation dans cette recherche ambitieuse.

## **1.3 Approche et postulat**

L'approche générale prévue dans la thèse suit une méthode composée de mesures et de simulations. Elle repose sur une combinaison entre caractérisation expérimentale et modélisation des phénomènes de génération et de propagation d'ondes dans un appareil de traitement et dans des tissus biologiques. Les mesures expérimentales permettent d'acquérir des données physiques sur les phénomènes

---

nécessaires à leur compréhension et modélisation. Les modèles doivent permettre la compréhension, la formulation et la prédiction des phénomènes, que ce soit les phénomènes mécaniques purs ou les phénomènes cliniques associés.

Les points principaux de l'approche sont les suivants :

- Caractérisation expérimentale du générateur d'ondes et développement de modèles: des mesures sont corrélées avec des simulations du générateur d'ondes et de leur propagation dans une barre de Hopkinson. La simulation de la génération et de la propagation d'ondes dans les solides est ainsi validée.
- Développement d'une technique de mesure de propagation d'ondes dans des tissus mous : des mesures sont effectuées à l'aide de jauges PVDF montées sur la barre de Hopkinson; elles permettent une validation qualitative de la calibration des jauges. Des mesures dans de l'eau à l'aide d'un hydrophone PVDF à aiguille sont ensuite corrélées avec des simulations. Elles servent à valider la simulation de la propagation d'ondes dans un liquide. Des mesures sont enfin effectuées dans de la peau et de la graisse de porc ; elles fournissent les données pour la calibration de modèles constitutifs pour ces matériaux.
- Contributions au développement et à la calibration d'un modèle constitutif non-linéaire élastique et non-linéaire visqueux adapté aux tissus mous.
- Développement d'outils informatiques pour la conception de nouveaux appareils pour le traitement de thérapies par « ondes de choc » extracorporelles (Extracorporeal Shock Wave Therapy – ESWT).
- Conception, au moyen des résultats et outils précédents, de nouvelles solutions pour améliorer les performances des générateurs d'ondes à impact mécanique.

Le **postulat** sur lequel s'appuie cette approche générale est le suivant.

*En utilisant une approche biomécanique complète couvrant la génération, la propagation et l'atténuation d'ondes de pression dans les tissus pathologiques, et en corrélant les stimuli mécaniques bien caractérisés avec des observations médicales, il est possible de maîtriser la conception, le fonctionnement et l'utilisation d'une nouvelle génération d'instruments médicaux permettant le traitement contrôlé et compris de pathologies spécifiques en des points déterminés du corps humain.*

Cette thèse propose de poser le 1<sup>er</sup> jalon de ce postulat, c'est-à-dire la caractérisation de la génération d'ondes et la proposition d'une méthode de mesure de la propagation d'ondes dans des tissus biologiques.

## **1.4 Eléments originaux de la thèse**

Sur le plan fondamental l'approche scientifique multidisciplinaire, regroupant des compétences mécaniques, biologiques et médicales, développée dans cette thèse a permis de concevoir une nouvelle génération d'appareils de traitement par « ondes de choc ». Elle a contribué à améliorer son utilisation médicale en fournissant des caractérisations mécaniques expérimentales appuyées par des recherches plus fondamentales. Sur le plan pratique, des outils numériques de conception et de mesure ont été fournis au partenaire industriel impliqué dans cette recherche.

Les contributions novatrices de cette thèse sont les suivantes :

1. Développement d'une technique de mesure de propagation d'ondes à l'aide de jauges PVDF se basant sur la démarche suivante :

- 
- a. la caractérisation d'un générateur d'ondes
    - b. la validation de l'utilisation de jauges PVDF
    - c. la mesure dans des tissus biologiques
  2. Besoin d'un modèle constitutif pour les hauts taux de déformation pour les tissus mous mis en évidence au moyen de :
    - a. mesures de propagation d'ondes dans les tissus ;
    - b. la difficulté de corrélation des prédictions d'un modèle hyperélastique existant calibré à hauts taux de déformation avec les mesures.
  3. Esquisse de la façon d'identifier un modèle constitutif non-linéaire viscoélastique basé sur des lois de puissances.
  4. Méthodologie d'analyse et de conception.
  5. Résultats de conception avec le développement d'un nouveau générateur d'ondes à grande plage d'énergie et avec des paramètres d'utilisation maîtrisés.

### **1.5 Perspectives**

Une étude approfondie de la propagation d'ondes de pression dans les tissus humains et aux interfaces permettra de mieux comprendre les mécanismes de guérison des pathologies traitées. Ce domaine de recherche est à ses prémises et de nombreuses découvertes peuvent encore être réalisées. Les résultats pourront alors peut-être aussi servir d'autres perspectives concernant l'effet des vibrations sur le corps humain (p. ex. machines de chantier, vibrations dans un véhicule,...).

### **1.6 Plan de la thèse**

Le deuxième chapitre traite de la caractérisation expérimentale, de la modélisation et de la simulation du générateur d'ondes actuel. Une méthode est proposée pour la mesure de la vitesse d'une cible se déplaçant dans un tube. Des modélisations « corps rigide » corrélées avec des mesures permettent d'établir une simulation des pièces en mouvement du générateur d'ondes en fonction de ses paramètres d'utilisation. Des modélisations par éléments finis de propagation d'ondes couplées avec des mesures sur une barre de Hopkinson permettent d'établir une simulation de la génération et propagation d'ondes dans les pièces solides du générateur d'ondes en fonction de ses paramètres d'utilisation. La simulation de la génération et propagation d'ondes dans des solides est ainsi validée. Des mesures sont ensuite effectuées dans de l'eau avec un hydrophone PVDF à aiguille et corrélées avec des simulations par éléments finis. La simulation de la génération d'ondes dans un solide et leur propagation dans un liquide est alors validée. Ces simulations sont alors utilisées pour la conception d'un nouveau générateur d'ondes avec des paramètres d'utilisations compris et maîtrisés pour une large plage d'énergie.

Le troisième chapitre développe une technique de mesure de propagation d'ondes dans des tissus mous à l'aide de jauges PVDF. Une validation qualitative du comportement des jauges est effectuée sur la barre de Hopkinson.

Dans le quatrième chapitre des mesures de propagation d'ondes sont effectuées dans de la peau et de la graisse de porc. La reproductibilité des mesures pour un échantillon donné ainsi que la variabilité des mesures pour plusieurs échantillons sont discutées. La synthèse des résultats observés fournit les bases pour la calibration d'un modèle constitutif pour les hauts taux de déformation pour les tissus mous.



---

Le cinquième chapitre montre les difficultés de simulation de la propagation d'ondes dans les tissus mous à l'aide d'un modèle hyperélastique existant : les simulations ne corrélaient pas les mesures du chapitre précédent de façon satisfaisante. Sur la base de cette constatation, on propose de développer un modèle constitutif non-linéaire viscoélastique basé sur des lois de puissance.

### **1.7 Etat de l'art**

L'état de l'art et l'évaluation des technologies actuelles se base sur la littérature médicale et scientifique sur :

- les thérapies utilisant des ondes de pression et de choc (annexe A1)
- la propagation d'ondes dans des tissus biologiques (annexe A2) et de leur compréhension médicale actuelle (annexe A3)
- les techniques de mesure de propagation d'ondes dans des tissus biologiques (annexe A4)
- les modèles des tissus mous (annexe A5).

Le traitement des tissus pathologiques avec des appareils à impact mécanique n'a à notre connaissance, pas encore fait l'objet d'études approfondies. Néanmoins on trouve plusieurs études scientifiques et médicales sur le traitement d'autres pathologies qui nécessitent des ondes de pression ou de choc focalisées, telle la lithotripsie ou les thérapies par ultrasons [9], [10], [11].

Au vu de l'état de l'art, nous constatons que :

1. les mécanismes de génération d'ondes de pression dans des appareils balistiques, leur propagation et dispersion ainsi que l'énergie reçue par le tissu pathologique ne sont pas bien compris ;
2. le stimulus mécanique reçu par le tissu n'est par conséquent pas caractérisé ni quantifié ; il est alors difficile, voire impossible d'en évaluer les effets cliniques ;
3. ne connaissant pas ces éléments fondamentaux, il n'est alors pas possible de concevoir et d'optimiser un appareil de traitement ni d'ajuster ses différents paramètres pour une application clinique particulière.

Cette thèse associée au travail complémentaire sur la modélisation des tissus cherche à combler ces lacunes et à apporter une approche scientifique à une démarche jusqu'ici largement empirique.



---

---

---

---

---

## 2. Caractérisation expérimentale, modélisation et simulation du générateur d'ondes

### 2.1 Objectifs

Les objectifs de ce chapitre sont une caractérisation expérimentale, une modélisation théorique et une simulation numérique du générateur d'ondes. Premièrement, il s'agit de déterminer la vitesse moyenne du projectile et de l'applicateur, considérés comme des corps rigides, en fonction des paramètres d'utilisation, c'est-à-dire pression et fréquence d'impact. Deuxièmement, il s'agit de caractériser la génération et la propagation d'ondes de pression dans le générateur d'ondes et à l'interface entre l'applicateur et un milieu externe. Troisièmement, il s'agit de valider la simulation de propagation d'ondes dans des solides et dans de l'eau, considérant que les tissus mous ont un comportement intermédiaire entre un solide et un liquide.

### 2.2 Approche

L'approche adoptée pour caractériser la dynamique du générateur d'ondes est la suivante :

#### *Caractérisation expérimentale du générateur d'ondes :*

Un banc de mesure du comportement des pièces en mouvement et des chambres sous pression conçu durant ce travail permet de caractériser l'appareil en fonction des paramètres d'utilisation. La position du projectile est mesurée par une bobine à pas variable inspirée du principe du LVDT, celle de l'applicateur avec un système de mesure à fibre optique. Les vitesses du projectile et de l'applicateur sont calculées par dérivation de leur position. Les pressions dans les chambres du générateur d'ondes sont mesurées à l'aide de capteurs de pression. Des mesures sont effectuées pour tous les paramètres d'utilisation du générateur d'ondes.

#### *Modélisation et simulation « corps rigide » du générateur d'ondes :*

Des modèles physiques et empiriques permettent d'établir la cinématique des pièces en mouvement. Les modèles sont identifiés leurs équations sont numérisés et intégrés dans un fichier Excel de simulation. La simulation du comportement des pièces en mouvement du générateur d'ondes actuel permet d'utiliser les modèles pour prédire le comportement d'appareils dont la conception serait similaire, moyennant l'identification de certains paramètres.

#### *Caractérisation des ondes émises par le générateur d'ondes à l'aide de la barre de Hopkinson :*

La caractérisation expérimentale des ondes propagées dans la barre de Hopkinson permet de vérifier la répétabilité des ondes générées, ainsi que la validité de la simulation numérique par laquelle on entend calculer les ondes produites à la tête du générateur d'ondes et propagées au travers d'interfaces avec divers milieux. Des mesures systématiques sont effectuées pour différentes pressions de consigne et différentes géométries d'applicateurs.

#### *Modélisation et simulation de la génération et propagation d'ondes à l'aide d'un logiciel de calculs par éléments finis.*

La modélisation et la simulation sont effectuées à l'aide du logiciel *Abaqus Explicit*. Elle est validée avec les mesures effectuées pour différentes géométries d'applicateurs. Elle peut être utilisée pour toute autre simulation d'impacts et la transmission à l'interface avec divers milieux, à la condition qu'une loi de comportement adéquate du milieu soit disponible.

#### *Mesures, modélisation et simulation de la propagation d'ondes dans de l'eau*

La simulation de la propagation d'ondes dans l'eau est validée à l'aide de mesures effectuées avec un hydrophone à jauges PVDF.

La démarche est résumée par la figure 4. La mesure de la vitesse du projectile  $v_{proj}$  et de l'applicateur  $v_{appli}$  permet d'établir une modélisation et une simulation « corps rigides » en fonction des paramètres d'utilisation du générateur d'ondes, à savoir la pression d'alimentation  $p$  et la fréquence des impacts  $f$ . La mesure de la vitesse du projectile  $v_{proj}$  couplée avec la mesure de la propagation d'ondes  $\phi_{Hopkinson}$  permet d'établir une modélisation et une simulation par éléments finis (FEM) du générateur d'ondes en fonction de la pression d'alimentation.

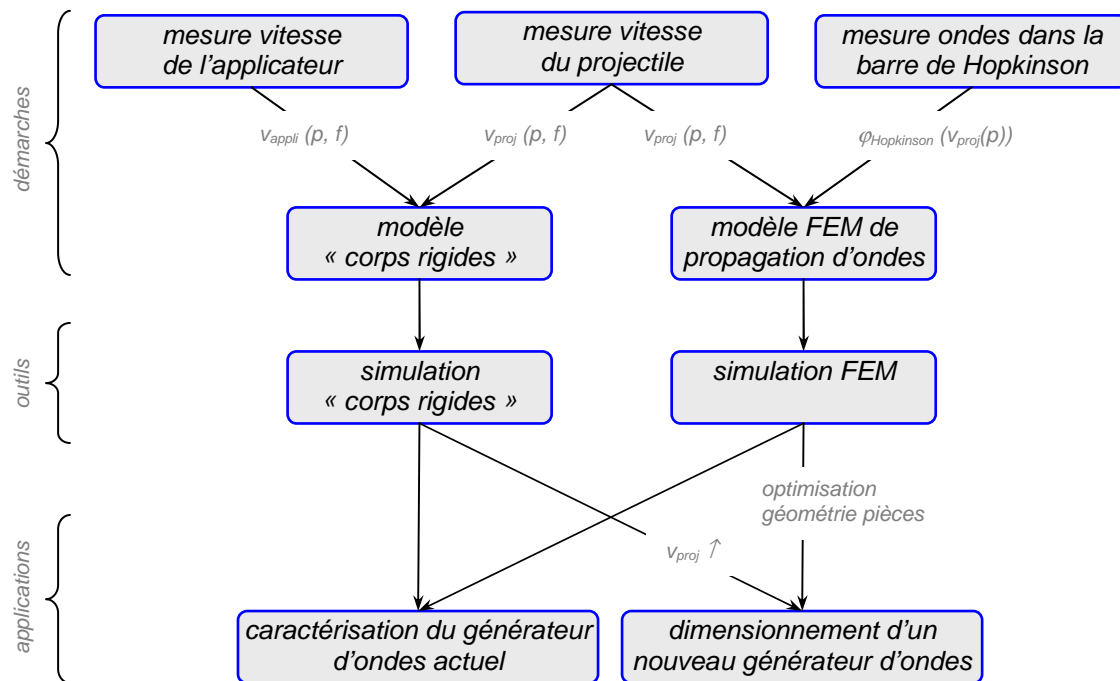


Figure 4 : démarche utilisée pour la caractérisation du générateur d'ondes

La corrélation des mesures avec les simulations permet de caractériser le générateur d'ondes actuel et fournit les données pour le dimensionnement d'un nouvel appareil. Le nouveau générateur fournit une plus grande plage de densité de flux d'énergie grâce à l'augmentation de la vitesse du projectile et une optimisation de la géométrie du projectile et de l'applicateur.

### **2.3 Description du générateur d'ondes**

Le générateur d'ondes utilisé pour cette étude est représenté schématiquement sur la figure 5. A un instant donné l'électrovanne est mise sous tension et commute en position ouverte. La chambre de la vanne se met alors sous pression ce qui induit une force sur le projectile. Celui-ci se met en mouvement et coulisse dans le tube qui

lui sert de guide. La vanne est alors commutée à la pression atmosphérique. Lorsque le projectile arrive au bout de sa course il impacte l'applicateur. Une partie de la pulsation ainsi générée est transmise aux éléments en contact avec la tête de l'appareil ; l'autre est réfléchi. Les différentes réflexions de la pulsation dans l'applicateur mettent celui-ci en mouvement. Etant monté entre deux O-Rings qui agissent comme des dissipateurs et des ressorts, l'applicateur acquiert un mouvement oscillatoire selon la direction de son axe. Le projectile revient dans sa position initiale et la vanne est à nouveau alimentée. Ce cycle se reproduit à une fréquence entre 1 et 15Hz tant que l'appareil est mis sous tension. Les paramètres d'utilisation de l'appareil sont : la pression d'entrée de la vanne, la fréquence des impacts, la géométrie et les dimensions des applicateurs.

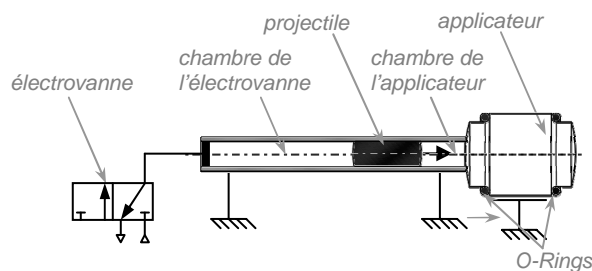


Figure 5 : générateur d'ondes

Le générateur d'ondes utilisé dans cette étude est instrumenté de manière à pouvoir connaître précisément la vitesse du projectile à l'impact. Une variation de la pression d'entrée de la vanne permet d'obtenir une plage de vitesses du projectile à l'impact entre 5m/sec et 25m/sec.

## 2.4 Mesure de la vitesse du projectile

La mesure de la position du projectile ainsi que le calcul de sa vitesse par dérivation est un élément important pour la caractérisation du générateur d'ondes. Elle n'est cependant pas triviale et ne peut être faite avec des capteurs commerciaux pour les raisons suivantes :

- le projectile n'est pas visible de l'extérieur du générateur d'ondes et ne peut pas être modifié ou assemblé à une autre pièce
- son mouvement dépend des pressions des chambres qui lui sont adjacentes; leur volume ne peut pas être modifié
- la mesure doit être faite sans contact
- l'espace disponible autour du tube dans lequel se déplace le projectile est restreint

Une méthode de mesure est proposée à l'aide d'un capteur inductif (de type transformateur différentiel linéaire) formé de bobinages à pas variables comme l'illustre la figure 6. Il est constitué d'un enroulement primaire et de deux enroulements secondaires ; le primaire est alimenté par une tension sinusoïdale. Les secondaires sont reliés en opposition de façon à ce que les tensions qui résultent de l'induction mutuelle avec le primaire se soustraient. Le projectile en acier sert de noyau au transformateur ainsi réalisé. La tension aux bornes du transformateur varie avec la position du projectile qui réalise le couplage entre primaire et secondaire.

---

Cette tension s'annule lorsque le projectile est en position médiane et varie linéairement de part et d'autre de cette position.

La bobine primaire et les deux bobines secondaires sont enroulées sur le tube qui guide le projectile comme montré sur la figure 6. Le bobinage du primaire a un pas constant alors que celui des secondaires montés en opposition a un pas variable, à savoir que l'incrément du 1<sup>er</sup> secondaire est égal au décrement du 2<sup>ème</sup> secondaire.

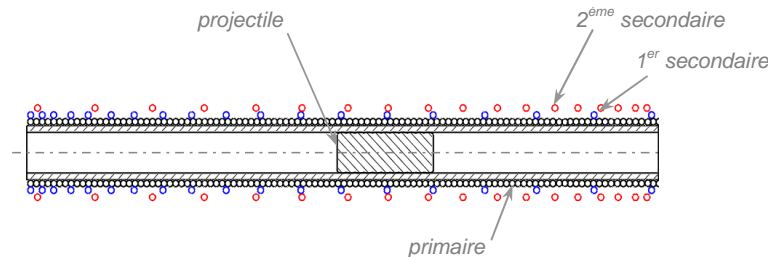


Figure 6 : bobines à pas variable

La loi de fonctionnement du capteur à bobine à pas variable suit la loi d'un capteur inductif de type transformateur différentiel linéaire. La position  $x$  du projectile est liée linéairement à la tension  $V_m$  mesurée aux bornes du dispositif par la relation suivante :

$$V_m = \frac{2\omega a E_1}{R_1^2 + L_1^2 \omega^2} x \quad (2.01)$$

Les détails de la modélisation et des constantes de l'équation (2.01) se trouvent en annexe C.

Le système de bobines à pas variable est calibré et permet de mesurer la position du projectile et d'en calculer sa vitesse. La calibration permet d'estimer une résolution spatiale de  $\pm 0.2\text{mm}$  et de vitesse de  $\pm 0.5\text{m/sec}$  à  $25\text{m/sec}$ . Des propositions similaires font l'objet de divers brevets [12], [13] et [14].

## 2.5 Modélisation et simulation « corps rigide » du générateur d'ondes

La caractérisation expérimentale, la modélisation et la simulation « corps rigide » du générateur d'onde font l'objet d'un rapport séparé et confidentiel [15]. La caractérisation expérimentale se base sur la mesure de la position et de la vitesse du projectile et de l'applicateur ainsi que la mesure de la pression de la chambre de la vanne et de la chambre de l'applicateur (voir figure 5). La modélisation du mouvement du projectile correspond à l'accélération d'un corps rigide soumis à des forces de pression variant dans le temps selon des fonctions déterminées empiriquement. Nous modélisons l'applicateur comme un oscillateur libre monté entre ressorts et amortisseurs. La modélisation complète du générateur d'ondes étant relativement complexe d'autres modèles empiriques la complètent. Leurs paramètres sont identifiés en comparant les prédictions avec des mesures expérimentales pour des conditions correspondantes. Les modèles sont numérisés et insérés dans un fichier *Excel*.

---

La simulation « corps rigide » fournit une première approximation du comportement du projectile et de l'applicateur en fonction des paramètres d'utilisation de l'appareil, à savoir la pression d'alimentation et la fréquence des impacts. Différents paramètres peuvent être modifiés dans la simulation :

- la masse, le diamètre et la course du projectile
- la masse de l'applicateur
- le volume de la chambre de l'électrovanne et de l'applicateur
- les constantes de rigidités non-linéaires et d'amortissement des O-Rings

Cette modélisation permet de prédimensionner de nouveaux générateurs d'ondes aux performances différentes.

La figure 7 montre la vitesse du projectile à l'impact mesurée et calculée avec la simulation « corps rigides » en fonction de la pression de consigne. Les mesures démontrent que la fréquence des impacts (plage de 1 à 15Hz) n'a pas d'influence significative sur la vitesse du projectile.

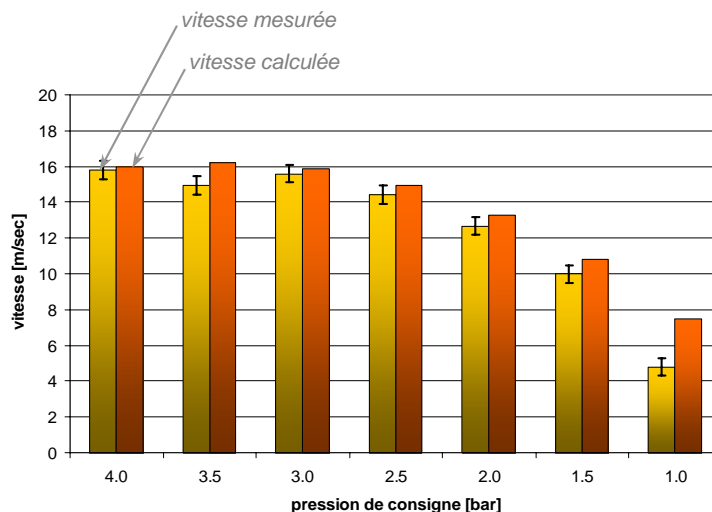


Figure 7 : vitesse du projectile à l'impact mesurée et calculée pour les conditions d'utilisation normales du générateur d'ondes

Le calcul de la vitesse du projectile à l'impact correspond aux mesures pour des pressions de consignes entre 1.5 et 4bar. La corrélation est moins bonne pour une pression de 1bar. Nous attribuons cette moins bonne correspondance aux nombreuses approximations faites dans les modèles empiriques.

La vitesse du projectile à l'impact en fonction des paramètres d'utilisation du générateur d'ondes est déterminée à l'aide des mesures ainsi que des simulations. Elle fournit une donnée essentielle pour la mesure et la simulation de la génération et propagation d'ondes dans une barre de Hopkinson qui fait l'objet de la prochaine section.

---

## 2.6 Mesures de la propagation d'ondes dans une barre de Hopkinson

### 2.6.1 Description de la barre de Hopkinson

La technique de mesure de propagation d'ondes dans une barre de Hopkinson a été développée par Kolsky pour la caractérisation du comportement dynamique des matériaux avec un arrangement à deux barres [16]. Ici, nous employons l'arrangement original de la barre de Hopkinson se composant d'une seule barre cylindrique suspendue en position horizontale par des fils de nylon de sorte qu'elle puisse se mettre en mouvement librement dans un plan vertical. Elle est équipée de jauges de contrainte montées en pont de Wheatstone.

La tête de l'applicateur est mise en contact avec la barre de Hopkinson. Lorsque le projectile impacte l'applicateur, une partie des ondes est transmise dans l'applicateur puis dans la barre de Hopkinson. La propagation du pulse d'onde dans la barre est mesurée à l'aide des jauges de contrainte. Les jauges de contrainte sont positionnées à 86mm, 499mm et 995mm de l'extrémité impactée de la barre. La figure 8 montre le générateur d'onde appliqué sur la barre de Hopkinson.

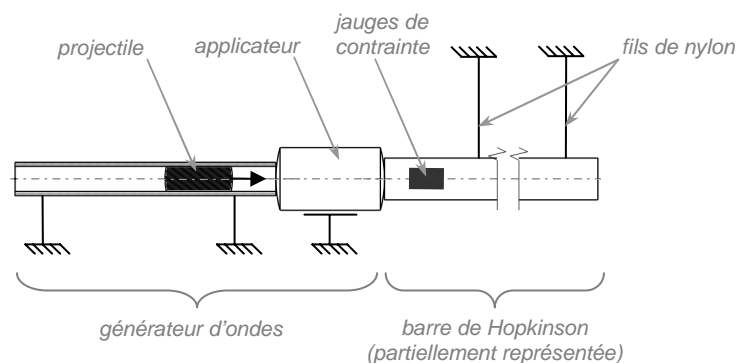


Figure 8 : générateur d'ondes appliqué sur la barre de Hopkinson

Afin d'éviter les effets de Pochhammer [16], le diamètre de la barre doit être nettement inférieur à la longueur du pulse d'onde. Il doit cependant être suffisamment grand pour pouvoir coller correctement les jauges de contrainte. La longueur de la barre doit être grande en rapport à son diamètre afin d'avoir une propagation unidimensionnelle des ondes. Divers auteurs [16], [17], [18], [19], [20], proposent des barres faites en plastique, en aluminium ou en acier (voir Annexe A4). Nous avons choisi une barre en aluminium parce qu'il s'agit du matériau le plus couramment utilisé et qu'il s'agit d'un matériau élastique. Le choix de l'alliage d'aluminium se porte sur un *Fortal®* qui est un alliage d'aluminium à haute résistance mécanique, fortement allié en zinc, magnésium et cuivre, mis en solution, revenu et détensionné (limite élastique  $R_e=450\text{MPa}$ ). Notre barre a les dimensions suivantes :  $\varnothing_{\text{barre}} = 10\text{mm}$ ,  $l_{\text{barre}} = 1000\text{mm}$ .

### 2.6.2 Mesures dans la barre de Hopkinson

La barre de Hopkinson permet de mesurer les trains d'ondes se propageant dans la barre suite à un impact du générateur d'ondes. Les jauges de contrainte fournissent les contraintes de traction et de compression à des positions choisies de la barre.



On peut montrer (voir annexe B) que la contrainte longitudinale  $\sigma_{xx}$  en un point de la barre dépend linéairement de la vitesse particulaire en ce point :

$$\sigma_{xx} = \rho c_0 \frac{\partial u}{\partial t} \quad (2.02)$$

Avec :

$\rho$  : masse volumique de la barre

$c_0$  : vitesse de propagation d'onde dans la barre

$\frac{\partial u}{\partial t}$  : vitesse particulaire dans la direction longitudinale  $x$

La position des particules est alors obtenue par intégration numérique de l'équation 2.02.

Le graphe de la figure 9 montre les contraintes mesurées au milieu de la barre (à 499mm de l'extrémité impactée) pour une vitesse du projectile à l'impact sur l'applicateur de 17m/sec, ainsi que la position des particules calculée à partir de la mesure par intégration de la vitesse particulaire selon l'équation 2.02.

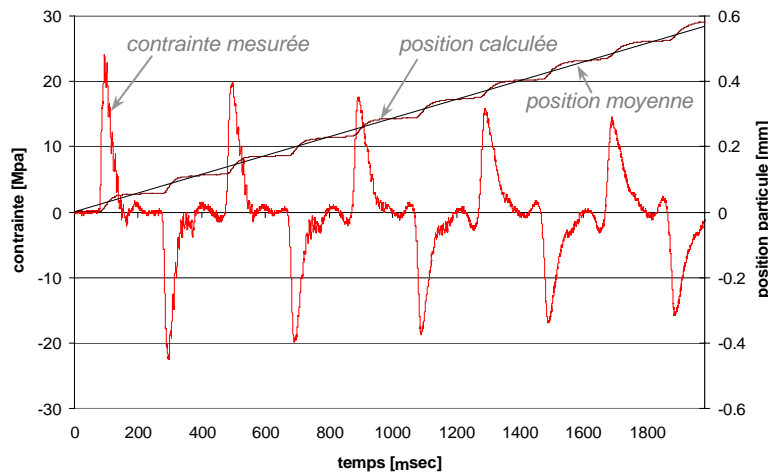


Figure 9 : contraintes mesurées au milieu de la barre de Hopkinson et position calculée

Les mesures montrent que la forme ainsi que la vitesse du pulse d'onde sont conservées selon la théorie décrite dans l'annexe B. L'amplitude du pulse d'onde diminue et sa période augmente au fur et à mesure qu'elle se propage dans la barre ainsi qu'après réflexion aux interfaces. Il y a donc une légère atténuation et une légère dispersion de l'onde durant la propagation.

Considérons :

$\delta t$  : durée de l'impact entre l'applicateur et la barre

$A$  : section de la barre

$L$  : longueur de la barre

Ainsi :

- La durée de l'impact est de  $\delta t = 60 \mu\text{sec}$ . La masse qui se déplace est donc  $\rho c_0 A \delta t = 68 \text{gr}$ . La longueur du pulse d'onde juste après l'impact est  $c_0 \delta t = 0.31 \text{m}$ .
- La translation du centre de la barre se fait par saccade d'intervalles de temps de  $L/c_0 = 195 \mu\text{sec}$ .

Dans la figure 9 on a aussi reporté la position moyenne de la barre considérée comme un corps rigide soumis à la quantité de mouvement fournie par l'onde élastique.

La figure 10 montre deux mesures consécutives effectuées sur la barre de Hopkinson pour les mêmes paramètres d'utilisation.

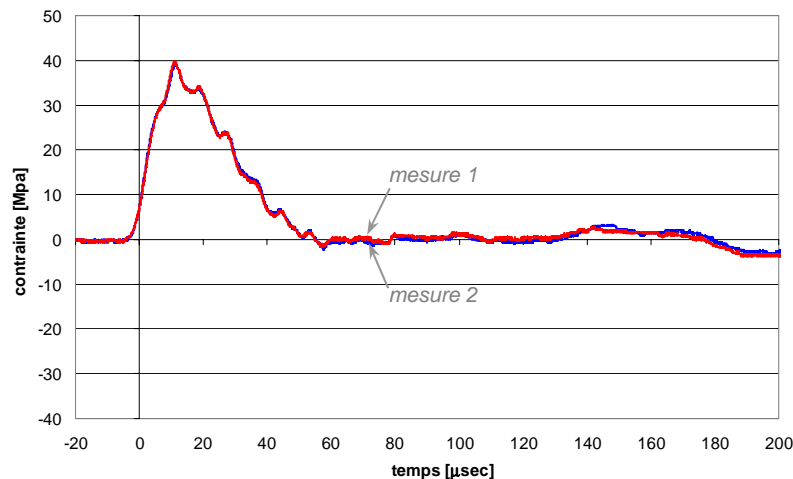


Figure 10 : reproductibilité des mesures sur la barre de Hopkinson

Les trains d'ondes mesurés étant très similaires, la répétabilité des mesures est excellente. Ces résultats permettent d'affirmer que le générateur d'onde émet des signaux reproductibles pour des paramètres d'utilisation donnés. La reproductibilité des mesures futures faites dans des tissus biologiques ne dépendra donc que des tissus eux-mêmes et non de l'appareil de génération des ondes.

## 2.7 Simulations de la génération d'ondes et de leur propagation dans une barre de Hopkinson

Les simulations sont effectuées par éléments finis avec le logiciel *Abaqus/Explicit*. La procédure d'analyse dynamique explicite se base sur l'implémentation de règles d'intégrations explicites avec l'utilisation de matrices de masse diagonalisées. La stabilité de la simulation est assurée par l'utilisation de petits incréments de temps dictés entre autre par la taille de maille et par un faible amortissement numérique. *Abaqus* utilise un algorithme adaptatif qui permet de déterminer les limites de cette stabilité.

Les contacts utilisés dans la simulation sont définis à l'aide d'une pression de contact entre deux surfaces comme fonction de leur interpénétration. Le calcul se fait en une étape (*step*) avec une condition initiale de vitesse du projectile.

Le maillage est axisymétrique à quatre nœuds bilinéaire quadrilatéral (CAX4R). Il est représenté sur la figure 11 :

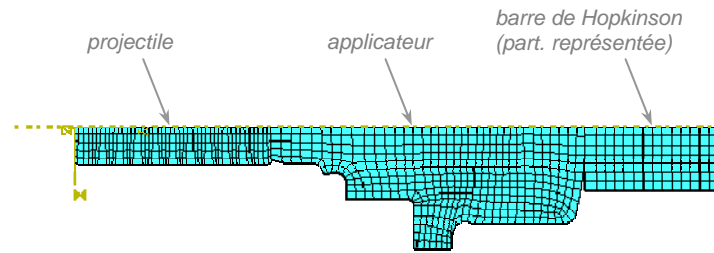


Figure 11 : maillage axisymétrique du projectile, de l'applicateur et de la barre de Hopkinson

Les simulations sont corrélées avec les mesures effectuées pour différentes vitesses du projectile à l'impact et différentes géométries d'applicateurs. Les figures 12, 13 et 14 comparent les mesures et les simulations des contraintes dans la barre de Hopkinson pour la géométrie de la figure 11 et des vitesses du projectile à l'impact de 5.6m/sec, 15m/sec et 23.9m/sec.

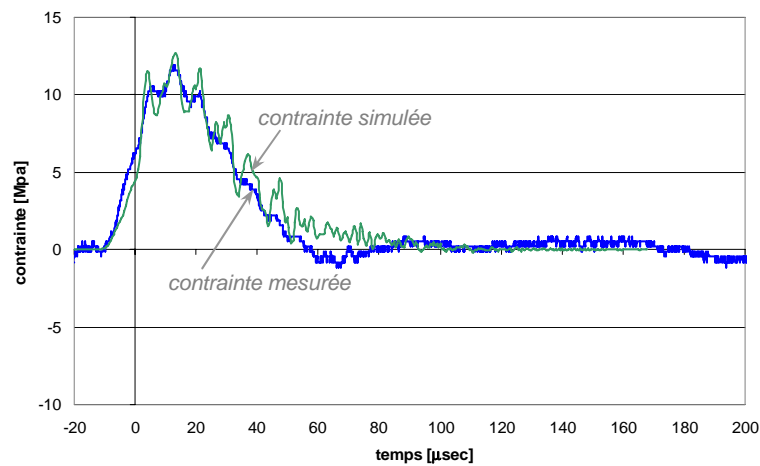


Figure 12 : contrainte mesurée et simulée dans la barre de Hopkinson  
vitesse du projectile à l'impact : 5.6m/sec

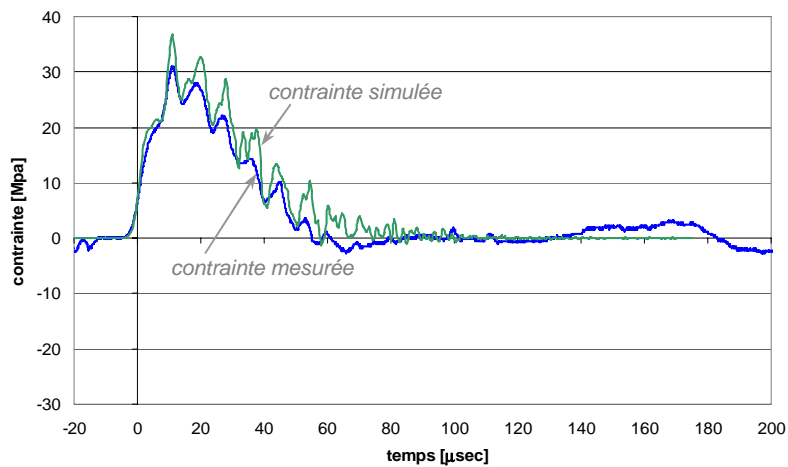


Figure 13 : contrainte mesurée et simulée dans la barre de Hopkinson  
vitesse du projectile à l'impact : 15m/sec

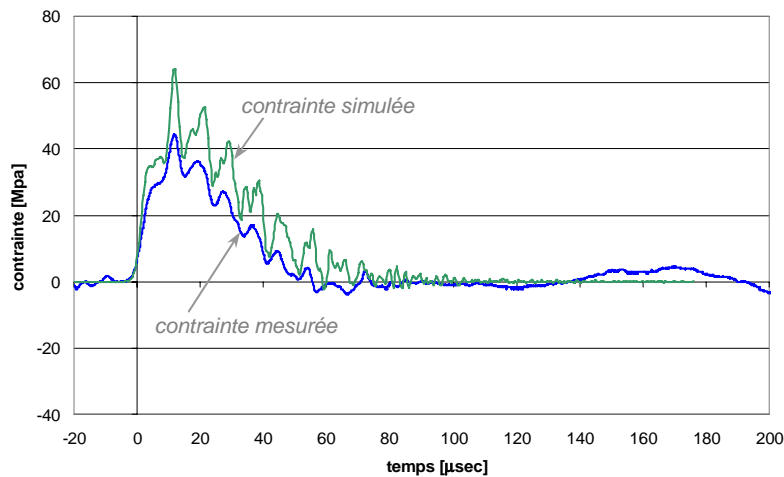


Figure 14 : contrainte mesurée et simulée dans la barre de Hopkinson  
vitesse du projectile à l'impact : 23.9m/sec

On observe que la structure du train d'ondes mesuré est une superposition de différents pulses d'ondes dont la longueur est environ égale à deux fois la longueur de l'applicateur. La simulation montre que l'applicateur reste en contact avec la barre de Hopkinson pendant un certain temps durant lequel plusieurs pulses d'ondes successifs sont transmis.

En effet, le train d'ondes peut être considéré comme une superposition de pulses d'ondes de période environ égales à  $10\mu\text{sec}$ . Si l'on multiplie ce temps par la vitesse de propagation de l'onde dans la barre, on obtient sa longueur d'onde :  $10 \times 10^{-6} \times 5145 = 0.051\text{m}$ . La longueur de l'applicateur utilisé est de  $0.025\text{m}$  ce qui correspond à la moitié de la longueur d'onde mesurée.

La figure 15 montre les contraintes maximum mesurées et calculées en fonction des vitesses du projectile à l'impact.

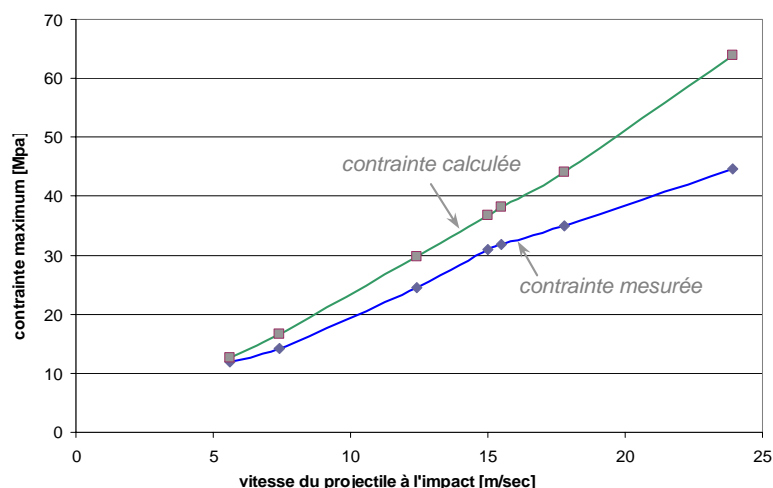


Figure 15 : contraintes maximum mesurées et calculées en fonction de la vitesse du projectile à l'impact

Ces résultats montrent que les contraintes maximum dépendent quasi linéairement des vitesses à l'impact ; la courbe des contraintes mesurée peut être approchée par une seule droite compte tenu des erreurs de mesure. Ceci se comprend à l'aide de l'équation (1.01) dérivée de la théorie linéaire élastique décrite en annexe B.

---

Cependant la pente des contraintes mesurées n'est pas la même que celle calculées. La corrélation entre les mesures et les simulations est néanmoins raisonnable en considérant les hypothèses simplificatrices de la simulation :

- Les O-Rings ne sont pas représentés. Cela signifie que la transmission des ondes dans les O-Rings ainsi que dans le boîtier du générateur est négligée.
- Le projectile, l'applicateur et la barre de Hopkinson sont dans le vide. La transmission des ondes dans l'air (onde sonore émise lors de l'impact) est négligée.
- Les frottements aux interfaces ne sont pas pris en considération.
- Après mesure, on observe que la zone de l'applicateur qui entre en contact avec le projectile est parfaitement plane alors qu'elle est originellement légèrement bombée. De même on observe que la face de la barre de Hopkinson qui entre en contact avec l'applicateur est légèrement concave. Il y a donc plastification de l'applicateur et de la barre dans la zone de ces contacts. Ces changements de structure des matériaux et des géométries sont négligés.

De plus, un calcul du bilan d'énergie du système projectile - applicateur - barre de Hopkinson montre que pour une vitesse du projectile à l'impact de  $14\text{m/sec}$  :

- seulement 30% de l'énergie cinétique du projectile est transmise en énergie cinétique à l'applicateur, et
- seulement 10% de l'énergie cinétique de l'applicateur est transmise à la barre de Hopkinson.

L'énergie transmise à la barre est donc de l'ordre de 3% de l'énergie totale. De ce fait des pertes de l'ordre de 1% peuvent expliquer les différences observées à la figure 15.

Ces valeurs mettent en évidence la perte d'énergie lors de l'impact projectile - applicateur ainsi que l'impact applicateur - barre de Hopkinson. L'énergie qui n'est pas transmise à la barre de Hopkinson est :

- pour une part transmise aux pièces du générateur d'ondes (retour du projectile, O-Rings, boîtier,...)
- pour une part dissipée sous forme de chaleur
- pour une part dissipée sous forme sonore

De par ces simplifications, les contraintes obtenues par simulation sont toujours supérieures à celles mesurées. La différence entre les mesures et les simulations sont d'autant plus importantes que la vitesse du projectile à l'impact est grande.

## ***2.8 Mesures, modélisation et simulation de la propagation d'ondes dans de l'eau***

Nous proposons ici de compléter les mesures et simulations de propagation d'ondes dans des solides élastiques par celles dans un liquide, les tissus mous ayant un comportement intermédiaire à ces deux matériaux.

La mesure de propagation d'ondes dans de l'eau à l'aide de jauges PVDF n'est possible que si la jauge n'entre pas en contact avec le liquide. En effet l'eau étant un liquide diélectrique, elle modifie la capacité de la jauge et en perturbe le signal. Un hydrophone à jauge PVDF est un système de mesure de propagation d'ondes dans lequel la jauge est isolée du milieu dans lequel se propage l'onde. Alors que certains auteurs cherchent à développer des hydrophones à jauges PVDF à faible coût [28], nous proposons ici de faire des mesures de propagation d'onde dans de l'eau avec

un hydrophone à aiguille de la maison Imotec Messtechnik. Des mesures préliminaires ont été faites dans de l'eau à l'aide de cet hydrophone ainsi que par interférométrie laser. La comparaison entre les mesures a permis de valider la calibration de l'hydrophone à jauge PVDF.

### 2.8.1 Banc de mesures

La figure 16 montre schématiquement le banc utilisé pour les mesures dans l'eau. L'applicateur du générateur d'ondes est mis en contact étanche avec l'eau d'un bassin à l'aide d'un O-Ring. L'hydrophone est introduit dans le bassin et tenu à l'aide d'une tige. Des mesures sont effectuées à plusieurs distances de la tête de l'applicateur, le long de son axe.

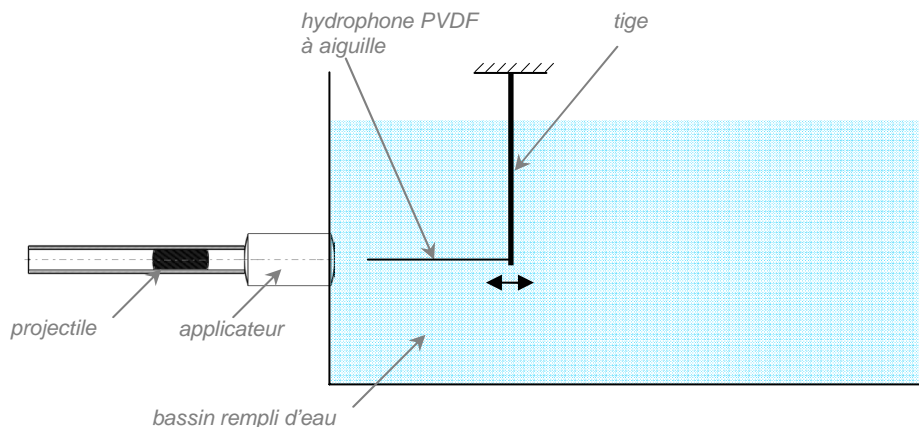


Figure 16 : banc pour la mesure de propagation d'ondes dans l'eau

### 2.8.2 Paramètres de la modélisation et de la simulation

Les simulations sont effectuées par éléments finis avec le logiciel Abaqus/Explicit. Le maillage des solides est de la famille des contraintes axisymétrique à quatre nœuds bilinéaire quadrilatéral (CAX4R) ; le maillage de l'eau est de la famille acoustique axisymétrique à quatre nœuds linéaire quadrilatéral (ACAX4R).

Le comportement constitutif de l'eau est considéré non visqueux, linéaire et compressible. En petites déformations, il est modélisé par la loi suivante :

$$p = -K(\bar{x}) \left( \frac{\partial}{\partial x_i} \cdot u_i \right) \quad (2.03)$$

Avec :

$p$  : excédent de pression dans le fluide (la pression en excès par rapport à la pression statique)

$K$  : module de compressibilité

$\bar{x}$  : position spatiale d'une particule

$\left( \frac{\partial}{\partial x_i} \cdot u_i \right)$  : 1<sup>er</sup> invariant du tenseur des déformations ; variation relative de volume

---

Le contact à l'interface entre l'applicateur et l'eau se base sur la méthode des surfaces dans une relation de maître-esclave. Les nœuds aux interfaces sont considérés collés.

La figure 17 montre les résultats de la simulation de la pression (en MPa) dans l'eau au temps  $t=20\mu\text{sec}$  après l'impact entre le projectile et l'applicateur.

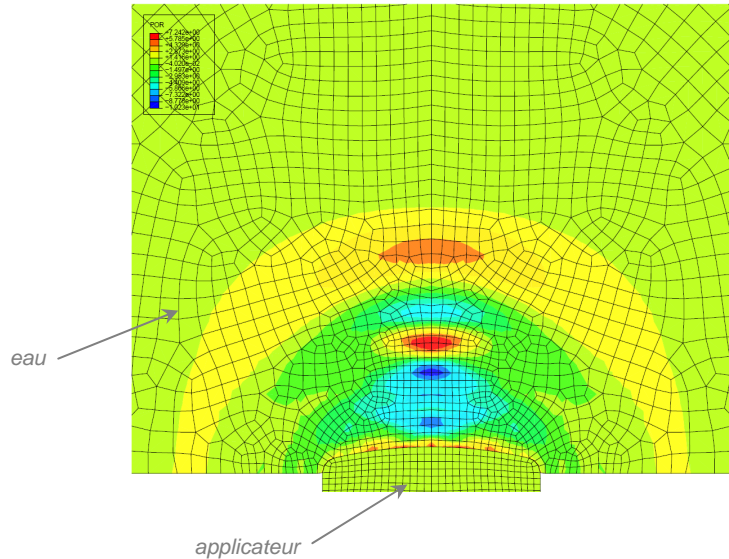


Figure 17 : simulation de la pression dans l'eau au temps  $t=20\mu\text{sec}$  après l'impact entre le projectile et l'applicateur

### 2.8.3 Validation des simulations de propagation d'ondes dans l'eau

Les graphes des figures 18 à 20 montrent les pressions mesurées et simulées à différentes distances de la tête de l'applicateur. Les simulations sont celles faites dans l'eau uniquement sans l'inclusion de l'hydrophone. La construction de ce dernier n'étant pas connue, il n'a pas été possible de l'introduire dans la simulation.

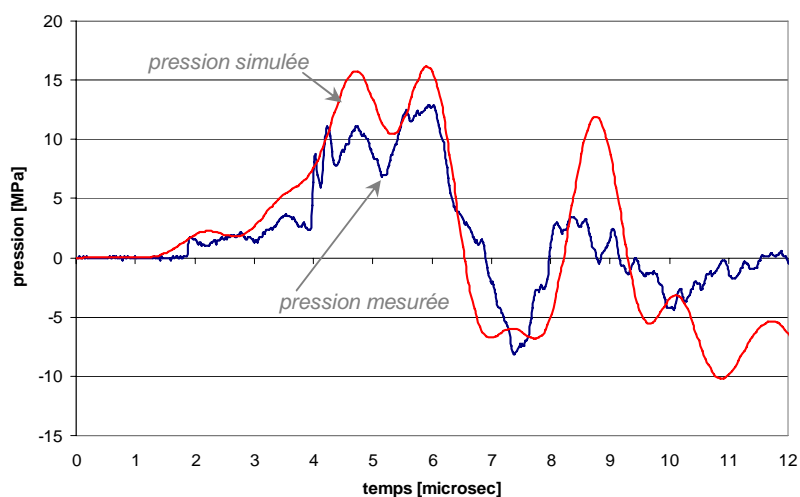


Figure 18 : pression mesurée et simulée à 1mm de la tête de l'applicateur

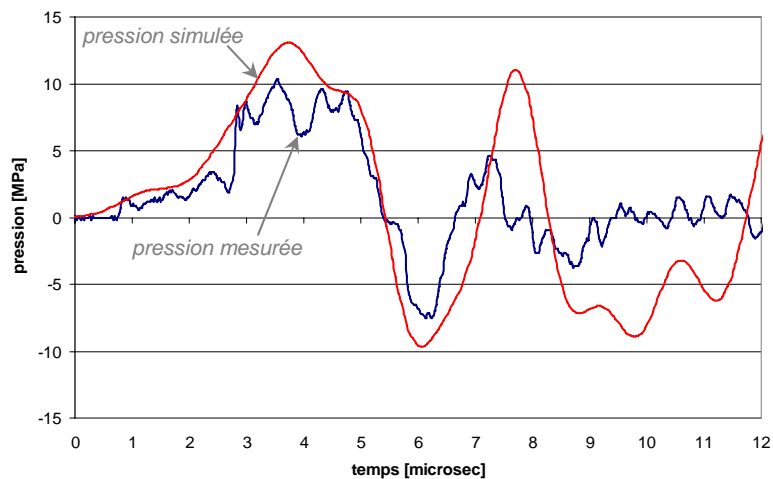


Figure 19 : pression mesurée et simulée à 3mm de la tête de l'applicateur

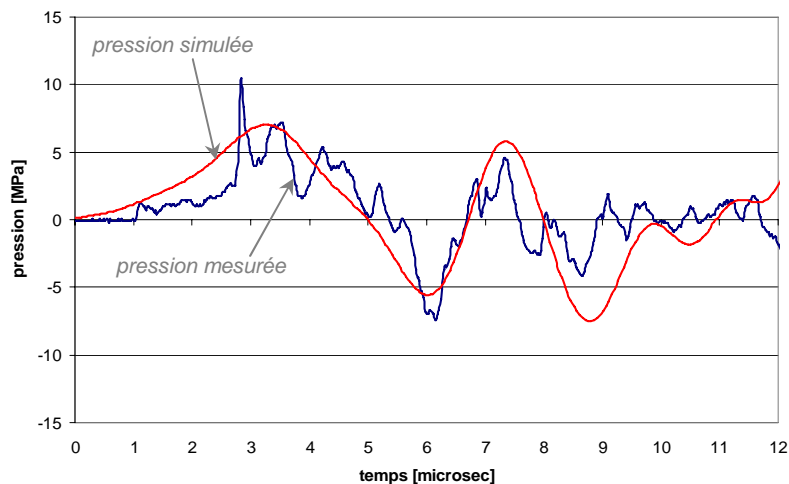


Figure 20 : pression mesurée et simulée à 10mm de la tête de l'applicateur

Les courbes des pressions simulées sont beaucoup plus lisses que celles mesurées ; nous attribuons les différentes oscillations au rôle d'inclusion que joue l'hydrophone. Cependant, la courbe moyenne de la pression simulée est similaire à celle mesurée ; leurs formes générales, amplitudes et périodes sont proches. En considérant la courbe moyenne mesurée comme une estimation de la pression dans l'eau au bout de l'hydrophone, on conclut que la simulation fournit une estimation acceptable de la propagation d'ondes dans de l'eau. La simulation de propagation d'ondes dans l'eau est donc validée.



---

## **2.9 Implication des résultats pour la conception d'une nouvelle génération d'appareils pour le traitement par « ondes de choc » extracorporel (ESWT)**

La conception d'un nouveau générateur d'ondes se base sur le développement d'outils informatiques validés à l'aide de mesures et de simulations de l'appareil actuel, présentés dans les sections précédentes :

1. simulations « corps rigides » des pièces en mouvement (section 2.5)
2. simulations par éléments finis de la génération et propagation d'ondes (section 2.7)

La simulation « corps rigide » fournit la prédiction des mouvements du projectile et de l'applicateur du nouveau générateur d'onde en fonction des paramètres géométriques et d'utilisation. La masse, le diamètre et la course du projectile ainsi que les volumes des chambres de l'électrovanne et de l'applicateur ont été modifiés de manière à augmenter appréciablement la vitesse du projectile à l'impact. La rigidité de nouveaux O-Rings a été dimensionnée de manière à avoir un déplacement de l'applicateur similaire au déplacement de l'applicateur actuel.

La simulation par éléments finis de la génération et propagation d'ondes permet de modifier la géométrie du projectile et de l'applicateur de manière à augmenter l'énergie émise par le générateur d'onde et transmise à un solide.

Ces simulations ont permis de concevoir un appareil avec une large plage d'énergie et des paramètres d'utilisation maîtrisés. Un prototype a été fabriqué et testé avec succès ; il fait l'objet de la dépose d'un brevet [46].

Une nouvelle approche permet d'optimiser la géométrie de l'applicateur à l'aide de la simulation par éléments finis. Elle propose de s'inspirer des développements issus de la technique de soudage par ultrasons à l'aide de sonotrodes fonctionnant en régime permanent, et de les appliquer au développement de la géométrie d'un nouvel applicateur impacté par un projectile (régime transitoire). Selon cette approche, la longueur de l'applicateur doit alors être égale à un multiple de sa demi-longueur d'onde. Cette approche permet d'avoir un déplacement et une vitesse particulière maximum à la tête de l'applicateur. L'optimisation de la géométrie de l'applicateur se base sur la méthode itérative suivante :

1. choix d'une géométrie et d'une longueur d'applicateur
2. calcul de la 1<sup>ère</sup> fréquence propre en traction-compression
3. calcul de la longueur d'onde
4. modification de la géométrie en fonction de la longueur d'onde calculée

Cette approche permet de modifier la géométrie de l'applicateur par itérations successives. La fréquence propre longitudinale de l'applicateur optimisé se rapproche alors de celle d'un barreau de section uniforme et de même longueur  $L$  dont la fréquence propre en traction-compression est donnée par la relation :

$$f = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{B}{\rho}} \quad (2.04)$$

Avec :

$L$  : longueur du barreau

---

$B$  : module de compressibilité

$\rho$  : masse volumique

L'équation (2.04) montre que la longueur  $L$  du barreau est toujours égale à un multiple de sa demi-longueur d'onde.

Afin d'illustrer cette méthode, nous l'appliquons à la géométrie de l'applicateur du générateur d'ondes utilisé dans nos travaux (figure 21). Cet applicateur a une longueur de 25mm.

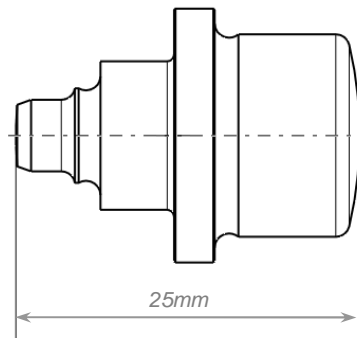


Figure 21 : géométrie de l'applicateur du générateur d'ondes actuel

Une nouvelle géométrie d'applicateur de forme plus cylindrique est proposée ; sa longueur est la même que celle de l'applicateur précédent (figure 22).

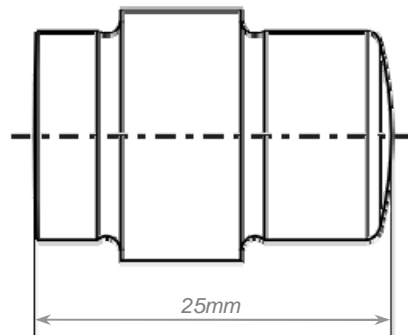


Figure 22 : nouvelle géométrie d'applicateur

Le calcul de la 1<sup>ère</sup> fréquence propre  $f$  en traction-compression de cette nouvelle géométrie est effectué par éléments finis :

$$f = 103'325\text{Hz.}$$

Calcul de la longueur d'onde  $\lambda$  :

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{5036}{103'325} = 0.0487\text{m} \quad (2.05)$$

Avec :

$c$  : vitesse de propagation d'onde de compression dans le matériau

La longueur de cette nouvelle géométrie est donc légèrement plus grande que la demi-longueur d'onde. Quelques itérations permettent de modifier la longueur de

l'applicateur. La figure 23 montre la géométrie optimisée pour obtenir un déplacement maximum en sortie de l'applicateur.

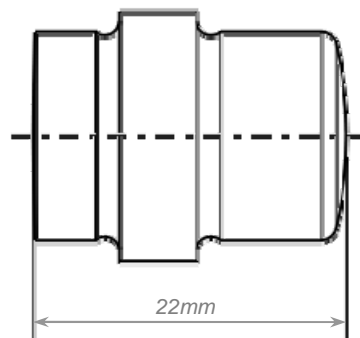


Figure 23 : géométrie optimisée de l'applicateur

Le calcul de la 1<sup>ère</sup> fréquence propre en traction-compression de la géométrie optimisée est 114'795Hz qui correspond à une demi-longueur d'onde de 22mm.

Les simulations « corps rigide » couplée avec les simulations de propagation d'ondes ainsi que l'optimisation de la géométrie de l'applicateur ont permis de concevoir et de tester un nouveau générateur d'ondes avec des paramètres d'utilisation compris et maîtrisés ainsi qu'une large plage de densité de flux d'énergie. La figure 24a montre une photographie du prototype de ce nouvel appareil. Des mesures d'impact effectuées sur la barre de Hopkinson ont validé ces résultats. La figure 24b montre les mesures effectuées avec le générateur d'ondes actuel et le nouveau générateur d'ondes. Les contraintes ont été normées par rapport au générateur d'ondes actuel.

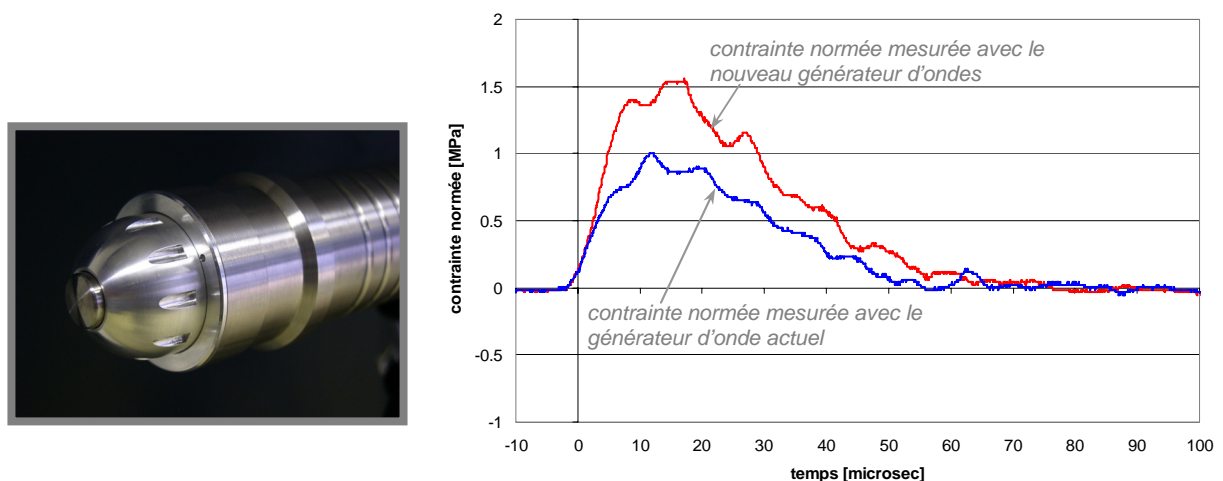


Figure 24 : (a) prototype du générateur d'ondes optimisé (b) contraintes normées mesurées sur la barre de Hopkinson avec le générateur d'ondes actuel et le nouveau générateur d'ondes

L'amplitude du train d'ondes mesuré avec le nouveau générateur d'ondes est augmentée d'un facteur supérieur à 1.5 par rapport à l'amplitude mesurée avec le générateur actuel. La forme du train d'onde mesuré avec le nouveau générateur est par ailleurs plus « carrée ». Le calcul de la densité de flux d'énergie (équation 1.01) émise par le nouvel appareil montre qu'il fournit une plage d'énergie triplée par rapport au générateur actuel.

---

## 2.10 Conclusions

Les résultats obtenus dans ce chapitre permettent de formuler quelques conclusions intermédiaires :

1. La modélisation et la simulation « corps rigide » fournissent une bonne première approximation du comportement des pièces en mouvement du générateur d'ondes.
2. La modélisation couplée avec la simulation par éléments finis de la propagation d'ondes dans la barre de Hopkinson fournit un outil pour la conception d'appareils de génération d'ondes basés sur des impacts entre solides.
3. Le générateur d'ondes étant ainsi caractérisé, il peut être utilisé pour la simulation de la propagation d'ondes dans d'autres matériaux.
4. La caractérisation expérimentale a aussi montré que le générateur produit des trains d'ondes très reproductibles. Il pourra donc être utilisé comme un instrument fiable pour générer des ondes dans les tissus biologiques et pour caractériser leur comportement à haute dynamique.
5. Des simulations de propagation d'ondes dans de l'eau ont pu être validées à l'aide de mesures avec un hydrophone à jauges PVDF. Ces simulations complètent les simulations de propagations d'ondes dans des solides. Elles servent de base à de futures simulations de propagation d'ondes dans des tissus mous modélisés à l'aide d'un modèle constitutif adéquat.
6. La simulation « corps rigides » couplée avec la simulation par éléments finis ainsi que la proposition d'une méthode itérative pour l'optimisation de géométries, a permis de concevoir un nouveau générateur d'ondes avec une large plage d'énergie et des paramètres d'utilisation maîtrisés. Ce développement fait l'objet d'un brevet.

En conclusion, nous avons un outil pour générer expérimentalement des ondes bien caractérisables et reproductibles ainsi qu'un outil pour simuler la génération et la propagation de ces ondes dans un milieu solide linéaire élastique ainsi qu'un milieu liquide.

---

---

---

### **3. Développement d'une technique de mesure de propagation d'ondes dans des tissus mous**

La mesure de la propagation d'ondes de pression dans des tissus mous n'a à notre connaissance pas encore fait l'objet de beaucoup d'études (voir annexe A4). De plus, le comportement constitutif des tissus est compliqué de par sa nature non-linéaire viscoélastique et non homogène. Le développement d'une technique de mesure de propagation d'ondes est donc utile pour la caractérisation expérimentale et pour le développement de modèles constitutifs à haut taux de déformation.

#### **3.1 Objectifs**

L'objectif du travail décrit dans ce chapitre est de développer une technique de mesure de propagation d'ondes de pressions dans les tissus mous et de la valider à l'aide d'une technique de mesure connue ainsi que des simulations.

#### **3.2 Approche**

L'approche utilisée repose sur la mesure de propagation d'ondes à l'aide de jauges PVDF. Des mesures couplées avec des simulations doivent permettre de résoudre le problème de l'inclusion que représente la jauge et qui perturbe la mesure. Une validation qualitative de la calibration de la jauge est alors effectuée par comparaison entre mesures et simulations sur la barre de Hopkinson instrumentée avec une jauge PVDF.

#### **3.3 Utilisation de jauges PVDF – problème de l'inclusion**

Les matériaux piézoélectriques sont utilisés depuis de nombreuses années comme actionneurs ou comme éléments actifs pour la mesure de contraintes. Les premières céramiques ont été produites en 1945 avec du titanate de baryum. Actuellement, de nombreuses céramiques naturelles ou synthétiques sont utilisées pour leur effet piézoélectrique. C'est en 1969 que Kawai découvrit qu'un polymère, le Polyfluorure de Vinylidène (PVDF), était piézoélectrique [21] et c'est en 1978 que R. G. Kepler confirma la ferroélectricité du PVDF [22]. En 1982 François Bauer de l'Institut franco-allemand de recherche de Saint Louis (ISL) déposa un brevet sur une méthode de polarisation du PVDF [23], [24]. Il s'agit d'un nouveau processus de polarisation permettant la mesure de la polarisation en fonction du champ électrique appliqué. Cette invention est particulièrement intéressante pour obtenir des paramètres physiques reproductibles sur des jauges PVDF. Le PVDF combine les propriétés d'un matériau polymère avec celles d'un élément piézoélectrique. Il peut prendre des formes complexes et recouvrir des surfaces importantes. Son impédance acoustique, de l'ordre de  $4.1 \text{ kg/sm}^2$ , est relativement bien adaptée aux mesures en milieu aqueux. Comme nous le verrons à la section 3.4, pour nos mesures, cette jauge sera montée sur une plaque de poly4-méthyl-1-pentène, abrégé TPX. Le comportement des jauges PVDF n'est cependant actuellement toujours pas parfaitement maîtrisé. Une revue de l'état actuel des connaissances sur les polymères PVDF se trouve en annexe A4.2 ; leur modélisation est reportée en annexe A6.

Lorsque qu'un capteur est inséré dans un milieu, il se comporte comme une inclusion étrangère au milieu et modifie la propagation d'onde qu'il est censé mesurer. Les mesures sont donc perturbées par le capteur lui-même. Une partie des ondes émises par le générateur est transmise au capteur alors qu'une autre partie est réfléchiée par

celui-ci (voir figure 25). De plus, une partie des ondes peut aussi être réfléchiée au sein même du capteur. L'approche proposée consiste à établir la déconvolution du signal mesuré au moyen de la comparaison des simulations de l'essai avec et sans jauge. Cette approche présuppose une bonne maîtrise de la loi de comportement du milieu dans lequel l'onde se propage. Ceci ne sera pas le cas pour les tissus biologiques et nous devrons procéder par analogie et approximation au moyen de l'eau.

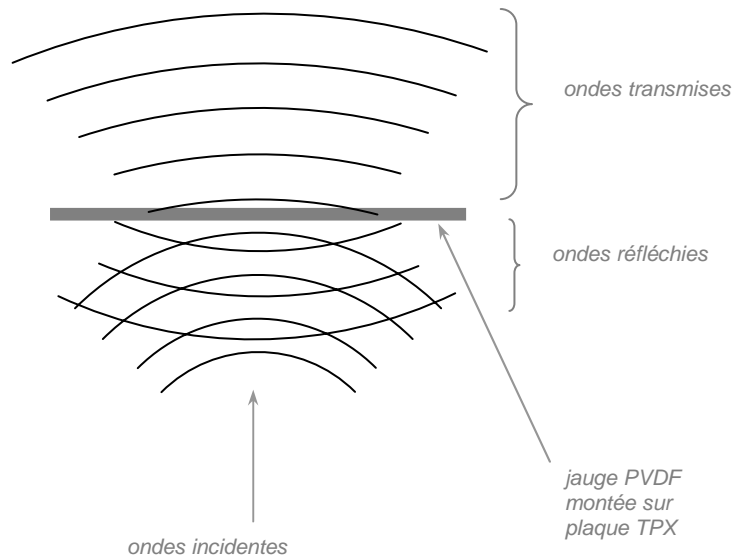


Figure 25 : problème de l'inclusion

La figure 26 montre les résultats de simulations de la propagation d'ondes dans de l'eau à  $1\text{mm}$  de la tête du générateur d'onde. La vitesse du projectile à l'impact est de  $24\text{m/sec}$ . L'impédance acoustique de la jauge et du TPX étant différente de celle de l'eau, des oscillations sont observées dans la simulation avec l'inclusion. Du fait de l'addition de ces oscillations, le signal avec inclusion a une amplitude générale plus grande que celui sans l'inclusion. Il s'agit donc de tenir compte de l'effet d'inclusion et de corriger le signal mesuré.

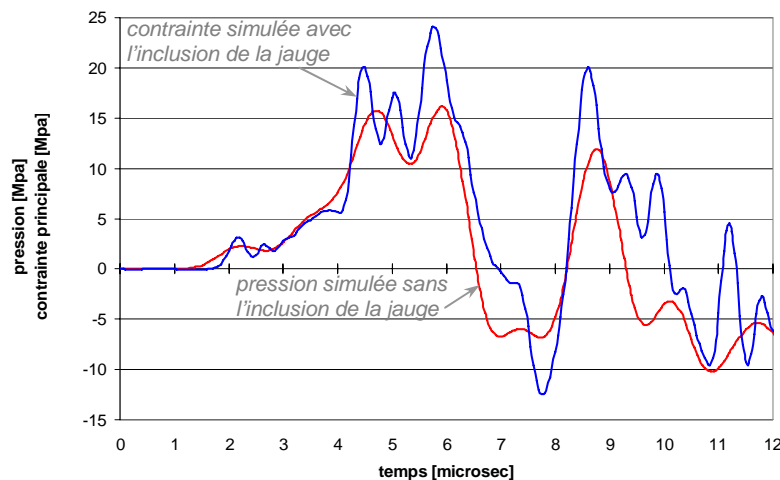


Figure 26 : contrainte et pression simulée avec et sans l'inclusion de la jauge

Ces oscillations peuvent provenir de réflexions des ondes entre la tête du générateur d'ondes et la jauge et/ou au sein de la jauge elle-même. Afin de distinguer ces deux phénomènes, nous avons reporté dans la figure 27 des simulations effectuées avec l'inclusion de la jauge placée à différentes distances de la tête du générateur d'ondes, soit à 1mm, 2mm et 4mm.

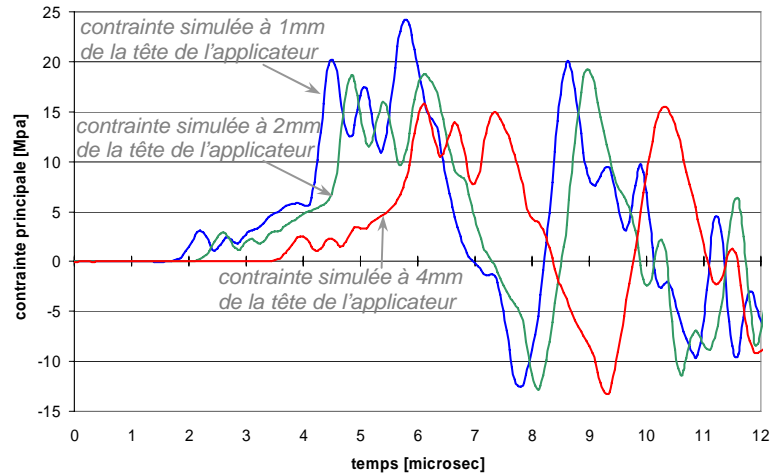


Figure 27 : contraintes simulées à plusieurs distances de la tête du générateur d'ondes

Ces résultats montrent que les oscillations restent similaires à différentes distances du générateur d'ondes. Leur forme et leur périodes sont les mêmes. Les oscillations observées dans les simulations sont donc dues aux différentes réflexions au sein même de la jauge PVDF et du TPX.

La déconvolution du signal mesuré avec l'inclusion de la jauge PVDF peut être faite en calculant le spectre du signal, en y soustrayant les fréquences dues à l'inclusion et en reconstruisant le signal. Une autre méthode consiste à estimer un signal moyen en calculant une courbe de pression moyenne qui ne tient pas compte des oscillations dues à l'inclusion.

Cependant, comme nous le verrons dans les prochains chapitres, les signaux mesurés dans de la peau et de la graisse de porc ne contiennent pas d'oscillation à fréquence plus élevée que le signal. De plus des simulations effectuées avec un

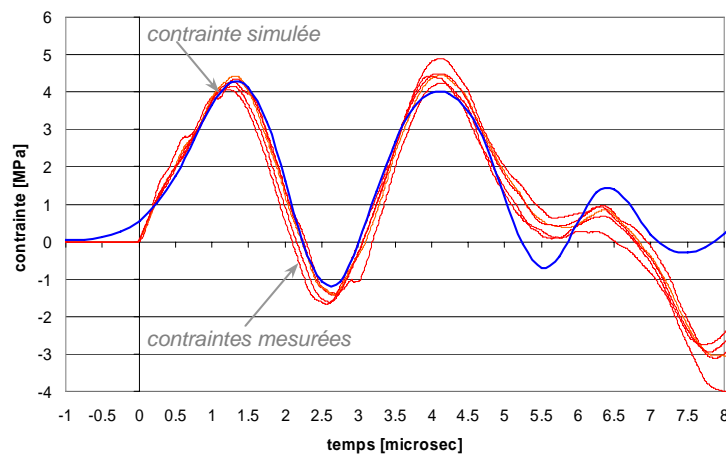


Figure 28 : contraintes mesurées dans un échantillon de peau de porc et simulation à l'aide d'un modèle d'Ogden - vitesse du projectile à l'impact : 14.9m/sec



---

modèle d'Ogden ne montrent pas non plus d'oscillations dues à l'effet d'inclusion. Ces résultats sont reportés dans la figure 28.

Nous attribuons l'absence d'oscillations sur le signal mesuré au fait que l'impédance acoustique du TPX et de la jauge sont très proches de celle de la peau et de la graisse de porc. Cette situation reste probablement valable pour beaucoup de tissus biologiques mous, si bien qu'une déconvolution du signal ne semble pas nécessaire pour la mesure de propagation d'ondes dans ces tissus.

### 3.4 Mesures à l'aide de jauges PVDF

Les jauges PVDF étant souples elles peuvent travailler en traction-compression mais aussi en flexion. La flexion des jauges n'étant pas souhaitable car elle induit un signal parasite, elles sont collées sur un matériau de même impédance acoustique. Il s'agit d'un poly4-méthyl-1-pentène, abrégé TPX.

Le câblage des jauges se fait selon la figure 29. La jauge PVDF est considérée comme une source de courant que l'on met en parallèle avec une résistance de  $50\Omega$ . Cette résistance est la résistance interne de l'oscilloscope.

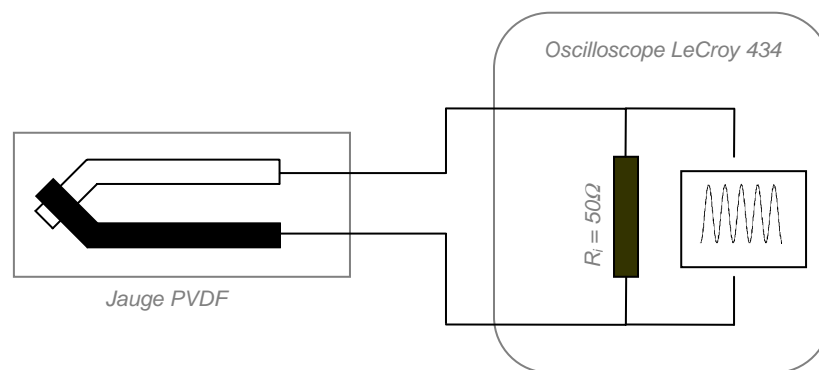


Figure 29 : schéma électrique du câblage des jauges PVDF

La calibration des jauges est faite par le fournisseur PIEZOTECH. Un rapport de calibration est fourni avec chaque jauge ; il contient les différentes valeurs des composantes des tenseurs piezo- et pyro-électriques. Diverses publications de F. Bauer de la maison PIEZOTECH montrent une stabilité dans le temps de ces paramètres [23], [24], [25], [26], [27].

Cependant, la calibration est faite à l'aide de machines développées pour des matériaux piézoélectriques en céramiques et n'est pas parfaitement adaptée aux polymères. Le facteur  $d_{33}$ , donnant le couplage entre la contrainte normale à la jauge et la charge induite, fourni par la calibration, n'est donc pas exact et doit être corrigé. Des essais effectués dans l'air avec un tube à choc [25] ont permis de trouver ce facteur  $d_{33}$  qui prend alors le nom de *facteur de transmission*  $d_T$ . Des mesures sont effectuées sur les jauges PVDF ainsi qu'en parallèle par interférométrie laser (VISAR). Le facteur  $d_T$  en est alors déduit ; il est constant pour chaque jauge. Sa valeur est la suivante :

$$d_T = 15.4 \text{ pC/N}$$

La loi de fonctionnement du capteur à jauge PVDF relie la contrainte de traction-compression  $\sigma_{33}$  à la charge  $Q$  fournie par la jauge, linéairement selon la relation suivante :

$$\sigma_{33}(t) = \frac{1}{d_T S} Q(t) \quad (3.01)$$

$S$  étant la surface active de la jauge.

Les détails des équations de la piézoélectricité se trouvent en annexe A6.

La marche à suivre pour le calcul des contraintes est la suivante :

1. La tension  $U$  mesurée sur l'oscilloscope lors d'un impact sur la jauge est convertie en courant  $I$  par la loi d'Ohm :

$$I = \frac{U}{R_i} = \frac{U}{50} \quad (3.02)$$

2. La moyenne du courant est soustraite au courant afin de ne pas avoir d'erreur qui s'additionne à chaque pas de temps lors de l'intégration (point 3.). Le courant décalé est alors calculé de la manière suivante :

$$I_{offset}(t) = I(t) - Moyenne \quad (3.03)$$

Le courant avec offset au temps  $t$ ,  $I_{offset}(t)$ , est égal au courant sans offset au même temps  $t$  auquel on soustrait la moyenne du courant du signal (figure 30).

La nécessité de cette opération vient du fait que le signal contient une composante fréquentielle de  $0\text{Hz}$  qui se traduit par une composante continue de courant. En effet, le calcul de la transformée de Fourier d'un signal type d'impact (carré, triangulaire ou impulsion de Gauss) contient toujours une composante fréquentielle de  $0\text{Hz}$ .

3. La charge  $Q$  est calculée selon la relation suivante :

$$Q(t) = \int_0^t I_{offset} dt \quad (3.04)$$

4. La contrainte  $\sigma_{33}$  de traction-compression appliquée à la jauge vaut alors :

$$\sigma_{33}(t) = \frac{Q(t)}{d_T S} \quad (3.05)$$

$S$  étant la surface active de la jauge ;  $S=1\text{mm}^2$  dans notre cas.

Les figures 30, 31 et 32 montrent un exemple de signal mesuré dans du silicone, à partir duquel la charge  $Q$  et la contrainte  $\sigma_{33}$  sont calculées selon la procédure décrite ci-dessus.

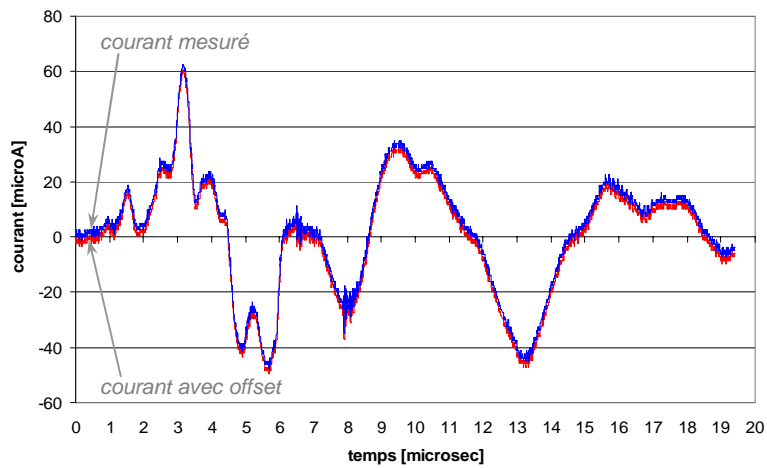


Figure 30 : exemple de courant mesuré et de courant avec offset  
(points 1 et 2 de la marche à suivre)

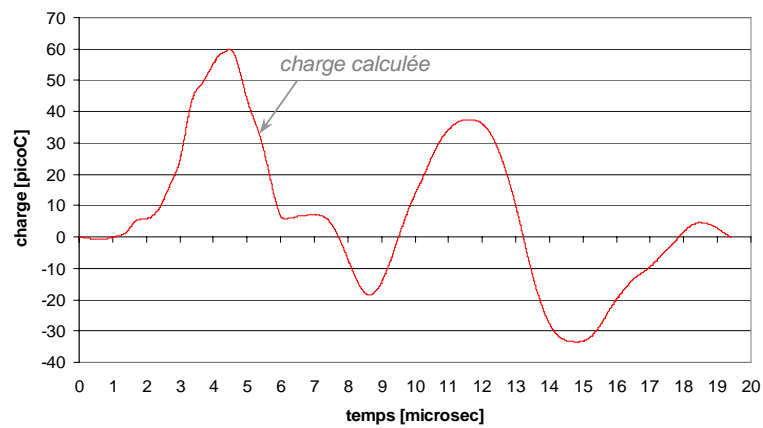


Figure 31 : exemple de charge  $Q$  calculée  
(point 3 de la marche à suivre)

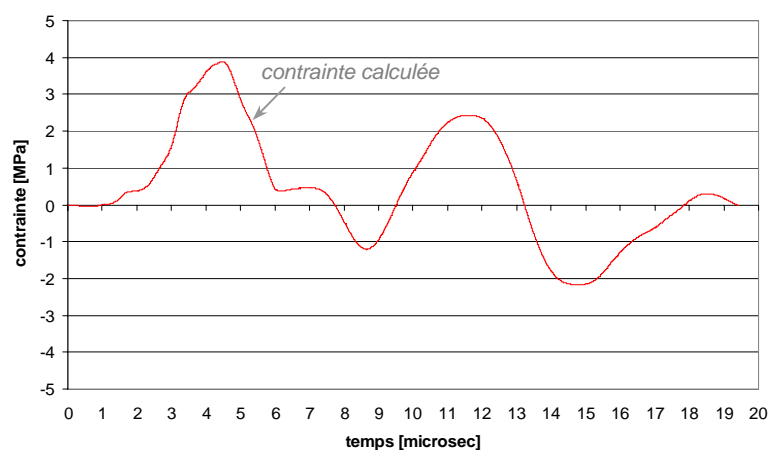


Figure 32 : exemple de contrainte calculée  
(point 4 de la marche à suivre)

### 3.5 Validation de la technique de mesure utilisant des jauges PVDF

La calibration des jauges PVDF représente un travail important qui est effectué par le fournisseur (voir annexe A4). L'objectif ici est de vérifier le comportement des jauges à l'aide de mesures et de simulations indépendantes. Seule une validation qualitative a pu être faite en comparant des mesures effectuées sur la barre de Hopkinson et des simulations.

Dans cet essai, une jauge PVDF (sans pastille de TPX) est placée entre l'applicateur et la barre de Hopkinson (voir figure 33). De la cire est insérée entre l'applicateur et la jauge pour favoriser un bon contact. Les ondes émises par le générateur d'ondes sont transmises à la jauge PVDF et à la barre de Hopkinson. L'objectif est de comparer le signal de la jauge PVDF avec celui du pont de jauges positionnées à 86mm de l'extrémité impactée de la barre de Hopkinson et de comparer ces signaux avec la simulation.

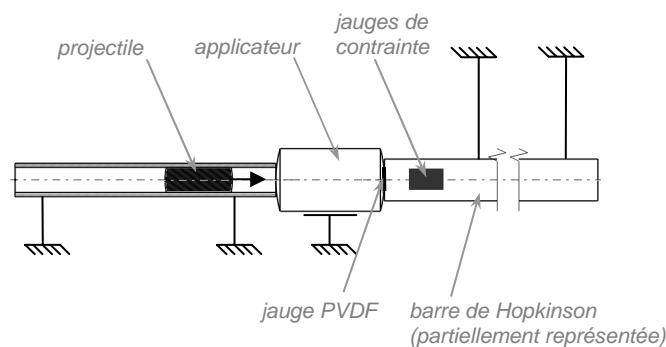


Figure 33 : générateur d'ondes appliqué sur la jauge PVDF et la barre de Hopkinson

Des essais préliminaires ont montré que le signal mesuré sur la barre de Hopkinson reste le même si l'on insère ou pas une jauge PVDF entre l'applicateur et la barre. La jauge ne perturbe donc pas la transmission des ondes entre l'applicateur et la barre.

De plus, les simulations effectuées dans la section 2.7 montrent que la forme et la période du train d'ondes calculé proche de l'interface est similaire à celles du train d'ondes calculé à 86mm de l'extrémité impactée de la barre de Hopkinson ; seule leurs amplitudes sont différentes. Ces résultats sont reportés sur la figure 34.

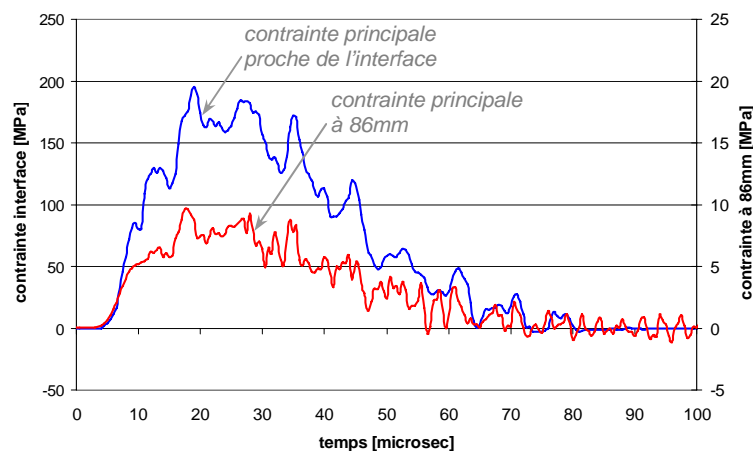


Figure 34 : contrainte  $\sigma_{xx}$  (sur l'axe de symétrie) simulée proche de l'interface et à 86mm de l'extrémité impactée de la barre de Hopkinson

---

Ils mettent en évidence l'amplitude beaucoup plus élevée de la contrainte dans la barre proche de l'interface qu'à  $86\text{mm}$  de l'extrémité impactée.

Les contraintes mesurées par la jauge PVDF et par les jauges positionnées à  $86\text{mm}$  de l'extrémité impactée de la barre de Hopkinson sont reportées dans la figure 35. Elles montrent que :

1. La période du train d'onde mesuré avec la jauge PVDF est semblable à celui mesuré avec la barre de Hopkinson
2. La forme générale du train d'onde est aussi similaire
3. Son amplitude est différente

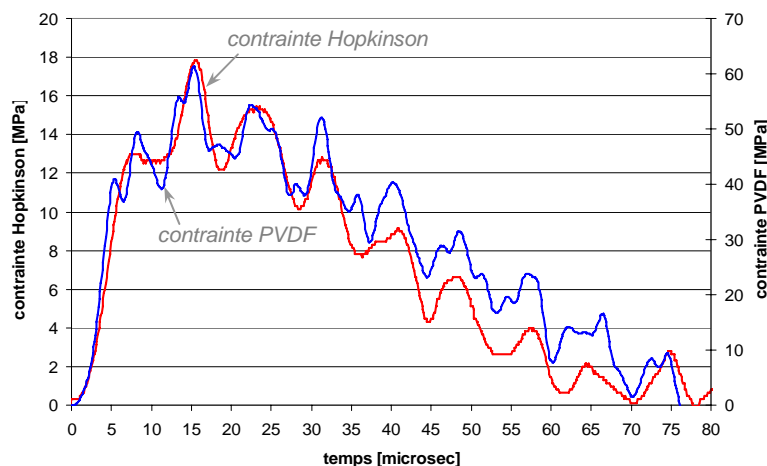


Figure 35 : mesures avec la barre de Hopkinson et la jauge PVDF

Ces résultats montrent que la jauge PVDF fournit un signal qualitativement comparable à celui mesuré dans la barre de Hopkinson à l'aide de jauges de contraintes. Par contre on ne peut établir un étalonnage de la jauge sur cette base. La technique de mesure utilisant des jauges PVDF n'est donc pas complètement validée avec cet essai. La reproductibilité de cet essai n'est pas assurée par le fait que l'applicateur a une surface d'impact bombée et que la barre de Hopkinson n'a pas une surface parfaitement plane. L'amplitude du signal mesuré varie donc en fonction de la position de la jauge par rapport à l'applicateur et à la barre de Hopkinson. D'autres essais devraient être entrepris pour une calibration rigoureuse de la jauge. Il est aussi probable qu'à l'interface les contraintes sortent du domaine d'application de la jauge. Dans l'état actuel, nous devons donc faire confiance à la calibration faite par la maison PIEZOTECH sans avoir pu en faire une validation complète indépendante.

### 3.6 Mesure à l'aide de jauges PVDF en contact avec de l'eau

La figure 36 montre la contrainte mesurée avec la jauge PVDF en contact avec l'eau ainsi que la pression mesurée avec un hydrophone à jauges PVDF. La mesure est effectuée à  $1\text{mm}$  de la tête de l'applicateur pour une vitesse du projectile à l'impact de  $24\text{m/sec}$ .

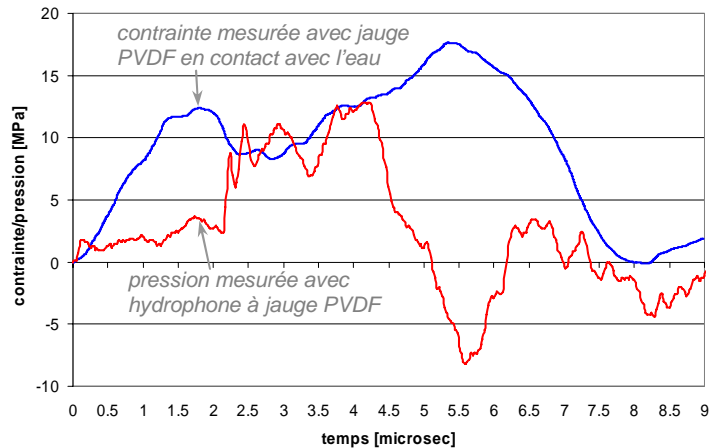


Figure 36 : contrainte et pression mesurée dans de l'eau pour une vitesse du projectile à l'impact de 24m/sec, à une distance de 1mm de la tête de l'applicateur

Ce graphe montre que le signal de contrainte mesuré avec la jauge PVDF en contact avec l'eau est très différent du signal de pression mesuré avec un hydrophone. Le signal fourni par la jauge n'est donc pas représentatif de la contrainte qui la traverse. Nous attribuons cette différence au fait que la capacité de la jauge en contact avec de l'eau n'est pas la même que lorsqu'elle est en contact avec un matériau non diélectrique. Des mesures de capacité de la jauge ont été faites en tenant une jauge dans de l'air à pression atmosphérique puis dans de l'eau au repos (sans propagation d'ondes). Elles ont montré qu'elle est 20% supérieure lorsqu'elle est en contact avec de l'eau.

### 3.7 Conclusion

Les mesures et simulations faites dans ce chapitre montrent que les jauges PVDF sont un bon moyen de mesure de propagation d'ondes dans des solides. Lorsqu'un milieu est diélectrique, la jauge doit être isolée du milieu pour fournir un signal utilisable. Les essais effectués dans ce chapitre ont fourni une validation qualitative des jauges. Elles sont capables de mesurer des trains d'ondes sans déformer la forme de l'onde. Elles peuvent être utilisées pour la mesure de propagation d'ondes dans des tissus biologiques mous. Une calibration indépendante n'a malheureusement pas pu être réalisée.

---

---

---

## 4. Mesures de la propagation et atténuation d'ondes dans des tissus animaux

### 4.1 Objectifs

L'objectif du travail présenté dans ce chapitre est de développer une méthode expérimentale pour caractériser in vitro la propagation d'ondes dans les tissus biologiques. Les résultats expérimentaux doivent permettre à moyen terme de calibrer un modèle constitutif non-linéaire viscoélastique pour ces matériaux. Comme le montreront les résultats de ce chapitre, la disponibilité d'un tel modèle est absolument nécessaire à l'estimation raisonnable des stimuli mécaniques à divers endroits du corps humain pour traiter diverses pathologies.

### 4.2 Approche

Pour le développement de la méthode de caractérisation de la propagation d'ondes de pression dans les tissus biologiques, on a choisi de travailler sur la peau et la graisse de porc, comme échantillon suffisamment représentatifs d'autres tissus. La race du porc est le Grand Porc Blanc suisse GPB (lignée maternelle). Des mesures sont effectuées sur des échantillons dégelés, pour plusieurs vitesses d'impact.

L'approche propose l'utilisation de la technique de mesures à l'aide de jauges PVDF décrite au chapitre précédent. Un banc de mesure est conçu et fabriqué ; il permet de faire des mesures de propagation d'ondes dans des tissus biologiques pour différentes vitesses d'impact. La reproductibilité des mesures pour un échantillon donné est exprimée par le calcul de la moyenne et de l'écart-type des paramètres du train d'ondes. La variabilité entre plusieurs échantillons est mise en évidence à l'aide de courbes représentatives et par le calcul de la médiane et des quartiles des paramètres du train d'ondes. L'amplitude du train d'onde mesuré en fonction de la vitesse d'impact et en fonction de l'épaisseur de l'échantillon ainsi que le temps entre le début de la compression et le retour à une pression nulle en fonction de la vitesse d'impact fournissent des éléments pour la calibration d'un modèle constitutif.

### 4.3 Description du banc de mesures

La figure 37 montre le banc de mesure développé pour la mesure de propagation d'ondes dans les tissus animaux. Le générateur d'ondes est appliqué sur un échantillon de tissu mou confiné dans un tube de PMMA et soutenu avec du silicone. Une jauge PVDF collée sur un disque en TPX (diamètre 20 mm épaisseur 1 mm) est insérée à l'interface entre le tissu et le silicone. Le train d'onde émis par le générateur d'onde se propage d'abord dans le tissu puis dans la jauge PVDF, le disque en TPX et enfin dans le silicone. Un ressort applique une précontrainte de 35N au système complet. Le capteur à bobine à pas variable décrit dans la section 2.4 fournit la vitesse du projectile à l'impact. La jauge PVDF est reliée à un oscilloscope comme décrit dans la section 3.4. Les tissus mous sont de la peau ou de la graisse de porc découpées aux dimensions voulues et congelées moins de 24 heures après le décès de l'animal. L'objectif ici n'est pas de mesurer le comportement exact d'un tissu vivant mais plutôt de développer la technique de mesure au moyen de matériaux ayant un comportement s'approchant de façon raisonnable d'un tissu vivant.



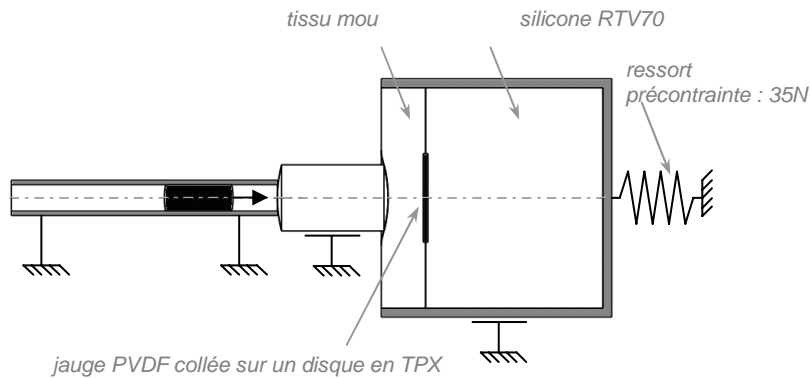


Figure 37 : banc de mesure pour la propagation d'ondes de pression dans des tissus mous

Des essais préliminaires ont montré que si l'on remplace le silicone par un tissu mou les mesures sont similaires. Le silicone a l'avantage d'assurer une position et un maintien de la jauge à cette position lors de mesures consécutives.

#### 4.4 Mesures dans de la peau de porc

Cinq mesures consécutives sont effectuées sur huit échantillons de peau de porc pour trois vitesses  $v$  du projectile à l'impact :  $14.9\text{m/sec}$ ,  $12.3\text{m/sec}$  et  $9.0\text{m/sec}$ . Les mesures répétées sur le même échantillon n'ont pas montré de vieillissement ni d'endommagement du tissu qui se traduisent dans le profil d'onde. De plus, des mesures effectuées avant congélation et après décongélation n'ont pas mis en évidence une différence notable sur les courbes obtenues.

##### 4.4.1 Répétabilité des mesures pour un échantillon donné

La figure 38 montre les résultats typiquement obtenus pour cinq mesures consécutives sur une région spécifique d'un même échantillon :

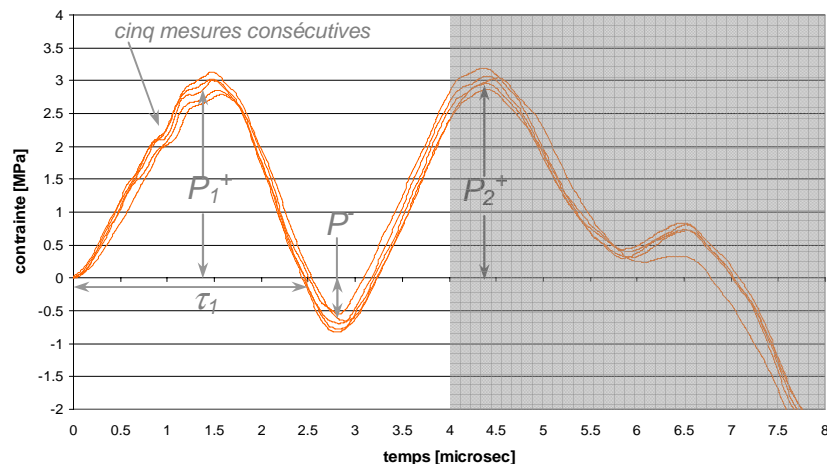


Figure 38 : exemple de contraintes mesurées dans un échantillon de peau de porc  
vitesse du projectile à l'impact :  $12.3\text{m/sec}$

Des mesures faites avec deux jauges en sandwich dans de la peau de porc ont montré que la vitesse de propagation des ondes de pression est d'environ  $1500\text{m/sec}$ . Dès lors, l'onde traverse l'épaisseur de peau ( $3\text{mm}$ ) en  $2\mu\text{sec}$ . On peut alors considérer que le signal mesuré durant les 4 premières microsecondes (aller-retour du front d'onde) est représentatif du train d'onde émis par le générateur

---

d'ondes, et que le signal mesuré après ce temps (zone grisée) résulte de l'addition du train d'ondes et de diverses réflexions.

L'apparition d'un pic de tension dans la partie de détente de l'onde de la Figure 38 est surprenante étant donné que la jauge n'est pas collée au tissu et donc que l'interface ne doit pas pouvoir transmettre de traction. Diverses hypothèses ont été émises pour tenter d'exprimer cette contrainte de traction, mais aucune n'a permis d'expliquer ce phénomène de façon satisfaisante. La question reste donc ouverte et devra être clarifiée.

Les signaux mesurés ne font pas apparaître d'oscillations à haute fréquence dues à l'effet d'inclusion discuté dans la section 3.3. L'impédance de la jauge et du TPX étant très similaires à celle du tissu cet effet est semble-t-il minimum. Une déconvolution du signal n'est alors pas nécessaire, les signaux mesurés correspondant effectivement aux contraintes propagées dans le tissu.

Soit :

- $P_1^+$  l'amplitude du premier pic de compression
- $P^-$  l'amplitude du pic de tension
- $P_2^+$  l'amplitude du second pic de compression
- $\tau_1$  deux fois le temps entre le début de la compression et le maximum de compression

Les calculs des moyennes et écarts-types (exprimés en %) des paramètres ci-dessus pour les mesures de la figure 36 sont les suivants :

$$P_1^+ = 2.96 \pm 0.15 \text{ MPa (soit } \pm 5\%)$$

$$P^- = -0.70 \pm 0.1 \text{ MPa (soit } \pm 14\%)$$

$$P_2^+ = 3.03 \pm 0.12 \text{ MPa (soit } \pm 4\%)$$

$$\tau_1 = 2.48 \pm 0.05 \text{ } \mu\text{sec (soit } \pm 2\%)$$

Étant donné les faibles valeurs des écart-types, nous considérons que la répétabilité des mesures pour un échantillon est acceptable.

De plus, nous observons qu'à conditions d'impact identiques les amplitudes des signaux mesurés dans les tissus mous sont toujours inférieures à celles mesurées dans de l'eau elles-mêmes inférieures à celles dans l'aluminium, pour les mêmes conditions initiales.

#### **4.4.2 Variabilité entre mesures sur plusieurs échantillons et courbes représentatives**

La figure 39 montre les résultats obtenus pour cinq mesures consécutives effectuées sur deux échantillons A et B. On constate une variabilité importante entre les deux échantillons.

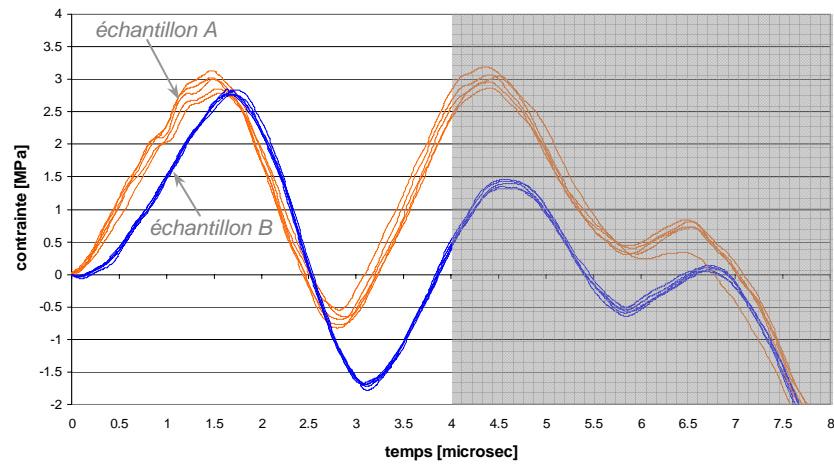


Figure 39 : exemple de contraintes mesurées sur deux échantillons A et B de peau de porc  
vitesse du projectile à l'impact : 12.3m/sec

La variabilité des résultats obtenus sur huit échantillons de peau de porc est mise en évidence en calculant la médiane et les quartiles des paramètres définis au paragraphe précédent. Ces résultats permettent de tracer les courbes représentatives des contraintes mesurées pour différentes vitesses du projectile à l'impact. Elles sont reportées dans le graphe de la figure 40.

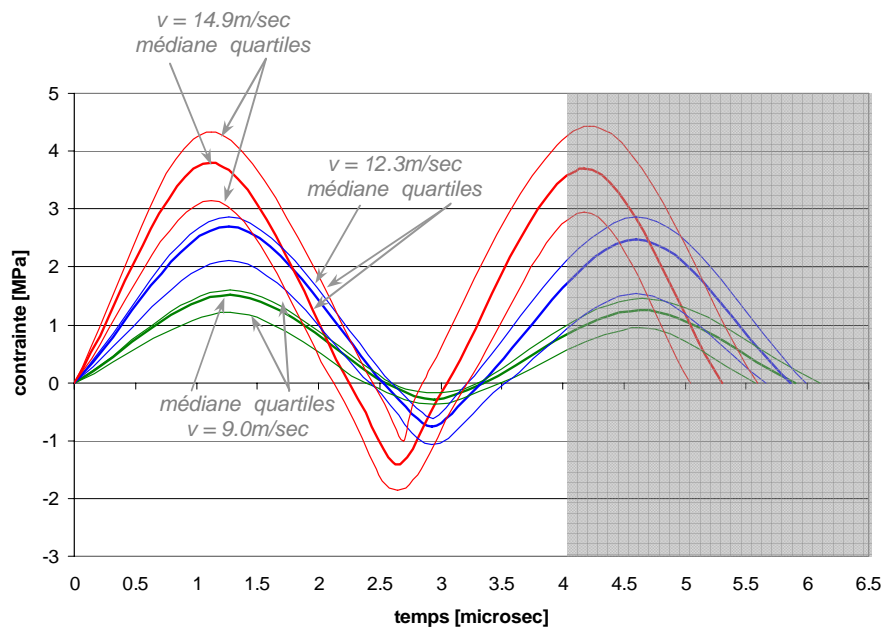


Figure 40 : courbes représentatives des contraintes mesurées dans la peau de porc  
pour différentes vitesses du projectile à l'impact

Le calcul de la médiane et des quartiles montre que la répartition des paramètres  $P_1^+$ ,  $P$ ,  $P_2^+$  et  $\tau_1$  n'est pas symétrique. Le nombre d'échantillons mesurés étant relativement faible en comparaison avec leur variabilité, des mesures supplémentaires seraient nécessaires pour une bonne validation de cette observation.

Néanmoins, ces mesures préliminaires montrent que l'amplitude du premier pic de compression  $P_1^+$  augmente avec la vitesse du projectile à l'impact ; observation quasi évidente. Le temps d'apparition de ce pic diminue avec la vitesse du projectile à l'impact ce qui suggère que la vitesse de propagation d'onde augmente avec la vitesse du projectile à l'impact. Cette observation peut s'expliquer si l'on admet un comportement non-linéaire élastique de la peau de porc. Ces résultats seront discutés dans la section 4.6 traitant la synthèse des mesures effectuées dans la peau et dans la graisse de porc.

#### 4.5 Mesures dans de la graisse de porc

Cinq mesures consécutives sont effectuées sur huit échantillons de graisse de porc pour trois vitesses  $v$  du projectile à l'impact : 14.9m/sec, 12.3m/sec et 9.0m/sec. Ces mesures sont répétées pour les épaisseurs de graisse suivantes : 3-4mm, 6-7mm et 9-10mm. Des exemples de contraintes mesurées ainsi que les courbes représentatives calculées sont représentés dans les figures 41 à 46. Pour estimer la variabilité d'échantillon à échantillon, on a utilisé la même méthode que pour la peau.

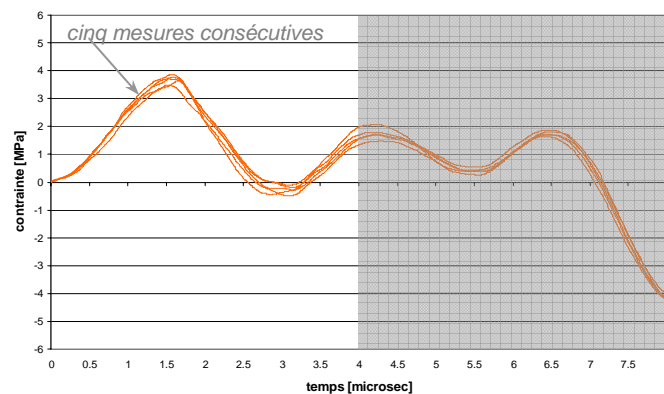


Figure 41 : exemple de contraintes mesurées dans un échantillon de graisse de porc épaisseur 3mm, vitesse du projectile à l'impact : 12.3m/sec

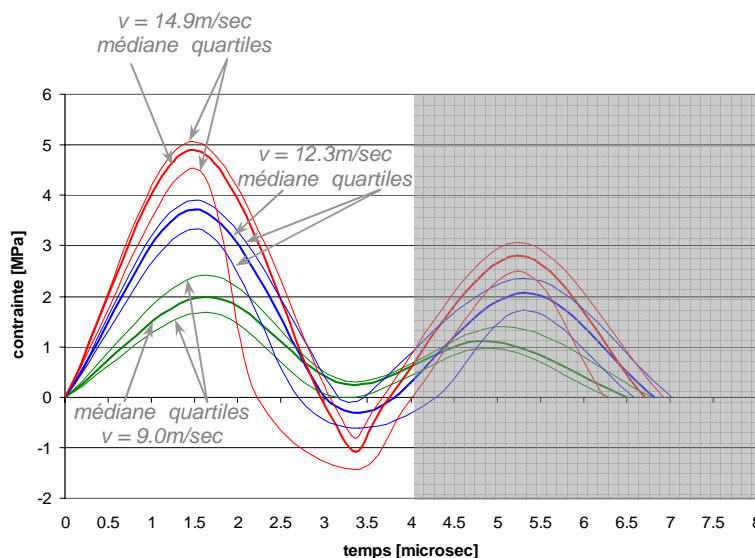


Figure 42 : courbes représentatives des contraintes mesurées dans la graisse de porc, épaisseur 3-4mm, pour différentes vitesses du projectile à l'impact

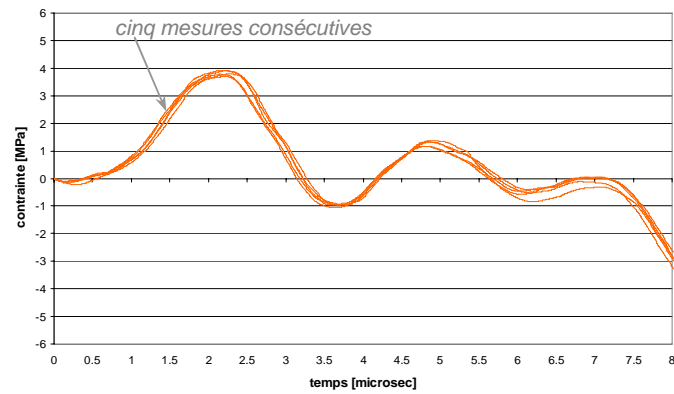


Figure 43 : exemple de contraintes mesurées dans un échantillon de graisse de porc épaisseur 6mm, vitesse du projectile à l'impact : 12.3m/sec

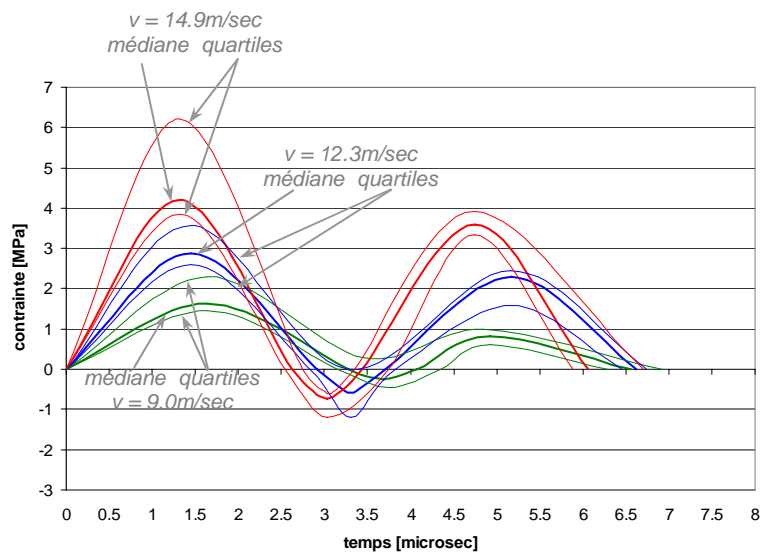


Figure 44 : courbes représentatives des contraintes mesurées dans la graisse de porc épaisseur 6-7mm, pour différentes vitesses du projectile à l'impact

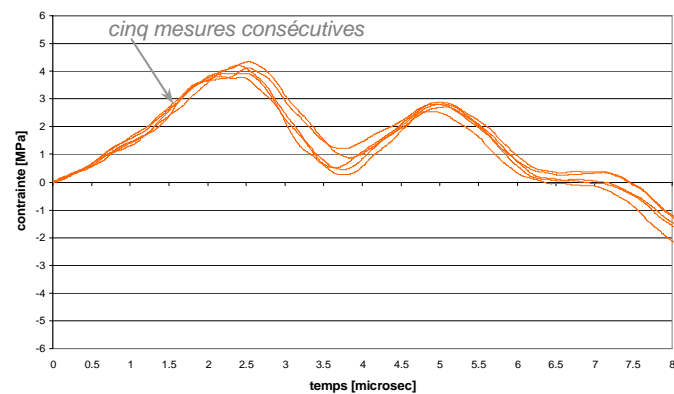


Figure 45 : exemple de contraintes mesurées dans un échantillon de graisse de porc épaisseur 9mm, vitesse du projectile à l'impact : 12.3m/sec

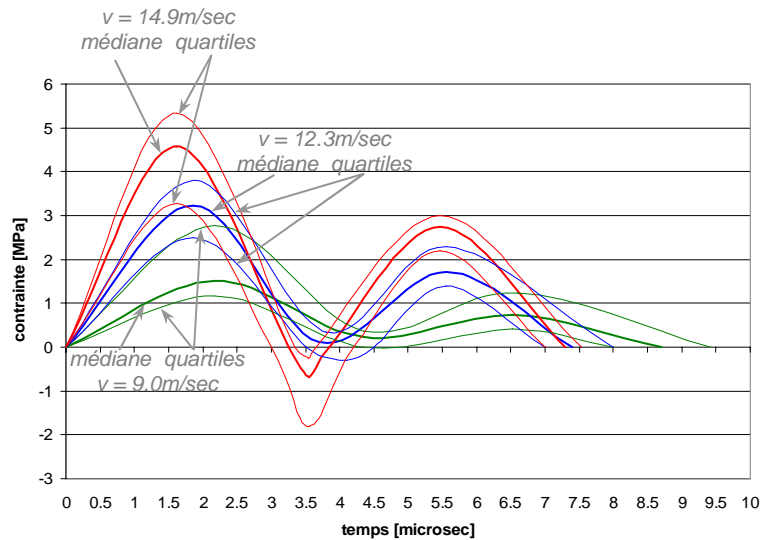


Figure 46 : courbes représentative des contraintes mesurées dans la graisse de porc épaisseur 9-10mm, pour différentes vitesses du projectile à l'impact

Les observations faites sur la peau de porc sont aussi valables pour la graisse, à savoir :

- Pour une épaisseur de graisse de 3-4mm, seules les 4 premières microsecondes du signal doivent être considérées. Pour les autres épaisseurs de graisse, le signal complet est représentatif de l'onde propagée.
- L'effet d'inclusion de la jauge semble ne pas être important, les oscillations à haute fréquence n'étant pas observées.
- La répétabilité des mesures pour un échantillon donné est acceptable,
- cependant, la variabilité entre différents échantillons de graisse est encore supérieure à celle de la peau.
- Comme pour la peau, le comportement non-linéaire de la graisse de porc peut se déduire de la dépendance entre la vitesse de propagation de l'onde et la vitesse du projectile à l'impact.

La synthèse des mesures est décrite dans la section suivante.

#### 4.6 Synthèse des mesures effectuées dans de la peau et de la graisse de porc

La figure 47 montre la médiane et les quartiles de l'amplitude  $P_1^+$  du premier pic de compression en fonction de la vitesse du projectile à l'impact pour de la peau et de la graisse de porc, et pour une épaisseur d'échantillon de 3mm. On observe une augmentation quasi linéaire de l'amplitude de l'onde en fonction de la vitesse d'impact, ainsi qu'une meilleure transmission de l'onde dans la graisse que dans la peau. Cette observation peut paraître surprenante étant donné la présomption d'un comportement non-linéaire des tissus mous.

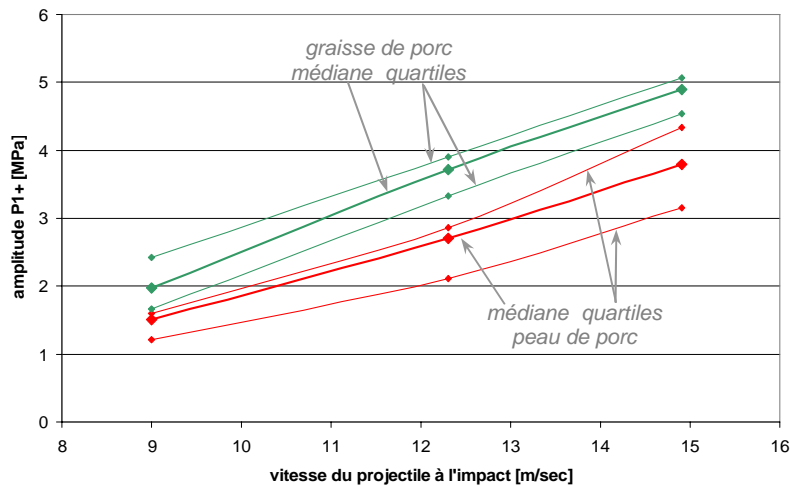


Figure 47 : amplitude du premier pic de compression en fonction de la vitesse du projectile à l'impact pour de la peau et de la graisse de porc (épaisseur 3mm)

La figure 48 suggère une diminution du temps  $\tau_1$  (qui correspond au double du temps entre le début de la compression et le maximum de compression) avec la vitesse du projectile à l'impact pour de la peau et de la graisse de porc d'une épaisseur de 3mm. Cette diminution est de l'ordre de 10% pour une variation de vitesse de 9 à 15m/sec. Cette relation montre le comportement complexe des tissus mous considérés lorsqu'ils sont sollicités par des ondes de pression.

La vitesse de propagation des ondes dans le tissu dépend de la vitesse d'impact et suggère un comportement non-linéaire. La vitesse de propagation d'onde dans le tissu augmente avec la vitesse du projectile à l'impact. En considérant le cas élastique où la vitesse de propagation d'onde dépend de son module d'élasticité et de sa masse volumique, on peut considérer que la masse volumique du tissu reste inchangée et donc que le module d'élasticité augmente avec la vitesse de propagation de l'onde. Il y a donc une certaine rigidification du tissu avec l'augmentation de la contrainte.

Le chapitre suivant propose d'utiliser un modèle qui tient compte de cette rigidification pour simuler le comportement des ondes dans les tissus.

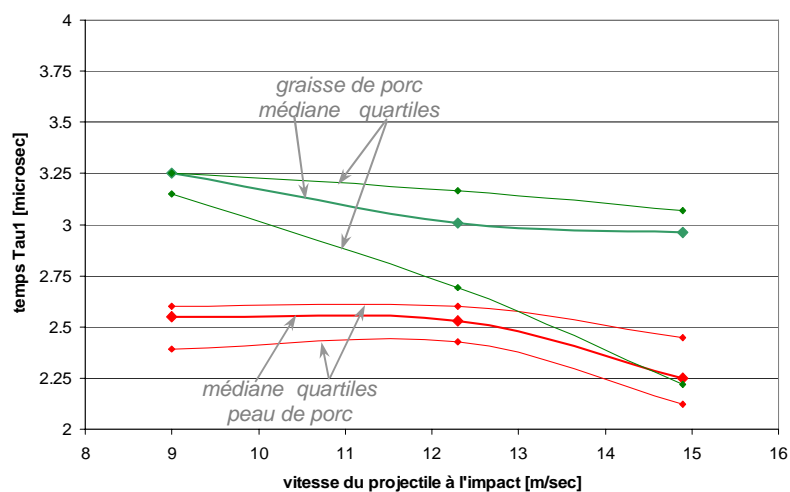


Figure 48 : Temps  $\tau_1$  entre le début de la compression et le retour à une pression nulle en fonction de la vitesse du projectile à l'impact pour de la peau et de la graisse de porc (épaisseur 3mm)

Des résultats semblables sont obtenus pour des épaisseurs de graisse supérieures. La figure 49 représente la variation de  $P_1$  en fonction de l'épaisseur de l'échantillon de graisse. Elle suggère une légère diminution de l'amplitude du premier pic de compression avec l'épaisseur de la graisse de porc pour différentes vitesses du projectile à l'impact. Cependant, la variabilité importante entre les échantillons montre que des mesures supplémentaires devraient être effectuées pour confirmer cette remarque.

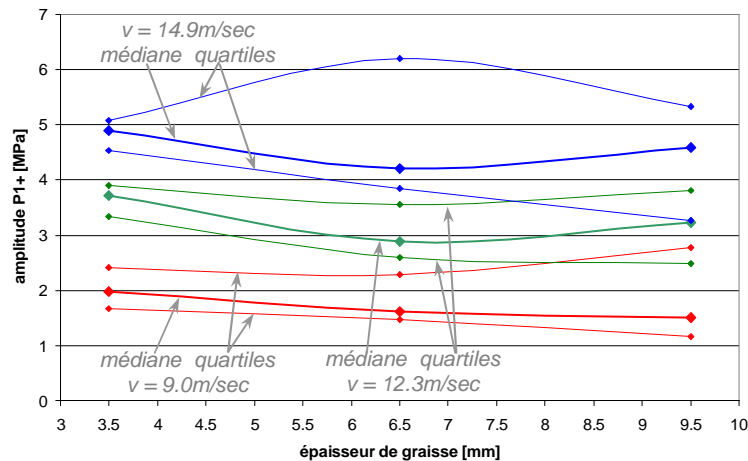


Figure 49 : amplitude du premier pic de compression en fonction de l'épaisseur de la graisse de porc pour différentes vitesses du projectile à l'impact

On observe cependant que la diminution de l'amplitude avec l'épaisseur de graisse est relativement faible. Ce résultat suggère que la viscosité des tissus mous n'est pas très grande. La faible atténuation indique aussi que le stimulus mécanique ressenti par le tissu reste important même après avoir traversé une épaisseur de graisse de 10mm. Cette observation, si validée par de nouvelles mesures, a des implications importantes pour le traitement des pathologies des tissus animaux et humains.

## 4.7 Conclusions

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent que les jauges PVDF permettent d'effectuer des mesures répétables de propagation d'ondes dans une région spécifique d'un échantillon de tissu mou. Cependant des mesures supplémentaires seraient nécessaires pour estimer la variabilité entre divers échantillons. Les mesures effectuées ont permis de mettre en évidence la nature non-linéaire viscoélastique des tissus ainsi que la nécessité d'un modèle constitutif pour les haut taux de déformation. Elles fournissent des éléments pour l'estimation de paramètres pour la calibration de modèle constitutifs.

Les différents paramètres des ondes mesurées sont l'amplitude du premier pic de compression  $P_1^+$ , l'amplitude du pic de tension  $P^-$ , l'amplitude du second pic de compression  $P_2^+$  ainsi que le temps  $\tau_1$  qui correspond au double du temps entre le début de la compression et le maximum de compression. Les paramètres d'un modèle constitutif pourront alors être adaptés de manière itérative de manière à ce que les simulations reproduisent les amplitudes, les formes et la période des ondes mesurées.



---

---

---

## 5. Simulation de la propagation d'ondes dans des tissus animaux

Dans l'approche à long terme proposée dans cette thèse, la simulation de la propagation d'ondes dans des tissus animaux est un élément essentiel pour la prédiction des stimuli mécaniques agissant à des points déterminés du matériau.

### 5.1 Objectif

L'objectif du travail présenté dans ce chapitre est de simuler la propagation d'onde dans des tissus animaux mous. Les mesures effectuées dans le chapitre précédent sur de la peau et de la graisse de porc ont révélé le caractère non-linéaire viscoélastique de la propagation d'ondes dans de tels matériaux. Comme nous le montrerons dans ce chapitre, des modèles constitutifs plus complexes sont requis pour simuler de tels types de propagation. Les mesures du type de celles présentées au chapitre précédent devraient pouvoir servir à la calibration de ces modèles constitutifs.

### 5.2 Approches

La première approche pour attaquer le problème de la propagation d'ondes dans des tissus biologiques consiste à utiliser un modèle constitutif connu, et disponible dans un code de simulation par éléments finis, pour prédire le comportement des ondes dans de la peau de porc. La seconde approche propose de développer un modèle constitutif non-linéaire viscoélastique basé sur des lois de puissances. Une première esquisse d'identification du modèle est établie.

### 5.3 Simulation de la propagation d'ondes dans des tissus animaux à l'aide d'un modèle constitutif connu

Les simulations sont effectuées dans Abaqus/Explicit. Le comportement constitutif des tissus est modélisé à l'aide d'un modèle hyperélastique de RW. Ogden [48] isotrope non visqueux et compressible. Ce modèle a déjà été utilisé par Shergold [29] pour simuler le comportement constitutif de la peau de porc (voir annexe A5).

Le comportement du matériau s'exprime à l'aide d'une énergie potentielle de déformation  $U$ , qui définit l'énergie de déformation stockée dans le matériau par unité de volume en fonction de la déformation du matériau. L'énergie potentielle de déformation s'exprime selon l'équation suivante :

$$U = \sum_{i=1}^N \frac{2\mu_i}{\alpha_i^2} (\bar{\lambda}_1^{\alpha_i} + \bar{\lambda}_2^{\alpha_i} + \bar{\lambda}_3^{\alpha_i} - 3) + \sum_{i=1}^N \frac{1}{D_i} (J_{el} - 1)^{2i} \quad (5.01)$$

$\bar{\lambda}_i$  est l'allongement principal ( $\bar{\lambda}_i = J^{-1/3} \lambda_i$ ) ;  $J_{el}$  est le Jacobien du tenseur des déformations et  $N$ ,  $\mu_i$ ,  $\alpha_i$ ,  $D_i$  sont des paramètres du matériau.  $D_i$  décrit la compressibilité du matériau. ( $D_i = 0$  pour un matériau incompressible)

La figure 50 montre un graphe type contrainte-déformation d'une loi d'Ogden. En ajustant les paramètres du modèle on peut obtenir une courbe contrainte-déformation de manière à ce que la rigidité (pente de la courbe) soit faible pour une contrainte nulle et avoir une augmentation de la rigidité avec la contrainte, de façon plus marquée en compression qu'en traction.

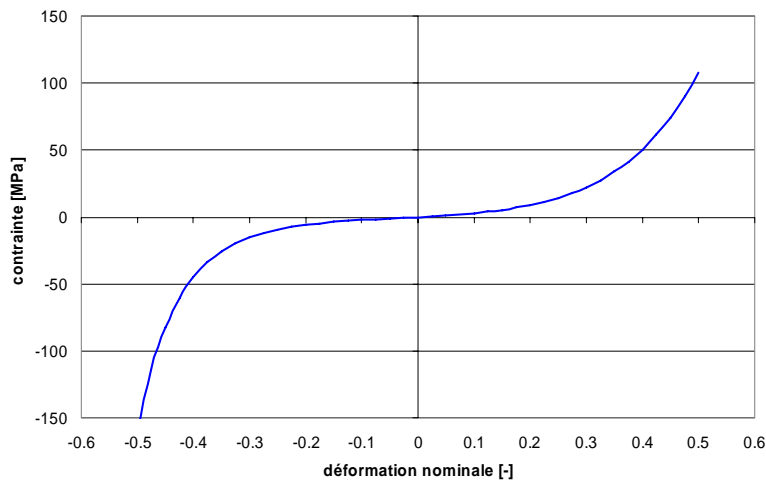


Figure 50 : contrainte-déformation d'un modèle d'Ogden

La figure 51 montre les différentes pièces du banc d'essai introduites dans le modèle de simulation, représentées de manière axisymétrique. Le projectile impact l'applicateur monté sur O-Rings qui sont retenus par des butées. Le train d'onde ainsi généré se propage dans le tissu mou, la jauge PVDF, le TPX et le silicone.

Les conditions initiales sont les suivantes :

- Le projectile a une vitesse initiale correspondant à la vitesse mesurée à l'aide de la bobine à pas variable.
- Les butées et le confinement sont encastrés
- La précontrainte n'a pas pu être représentée dans Abaqus/Explicit ; nous proposons de l'approcher en définissant certains contacts comme liés (TIE)

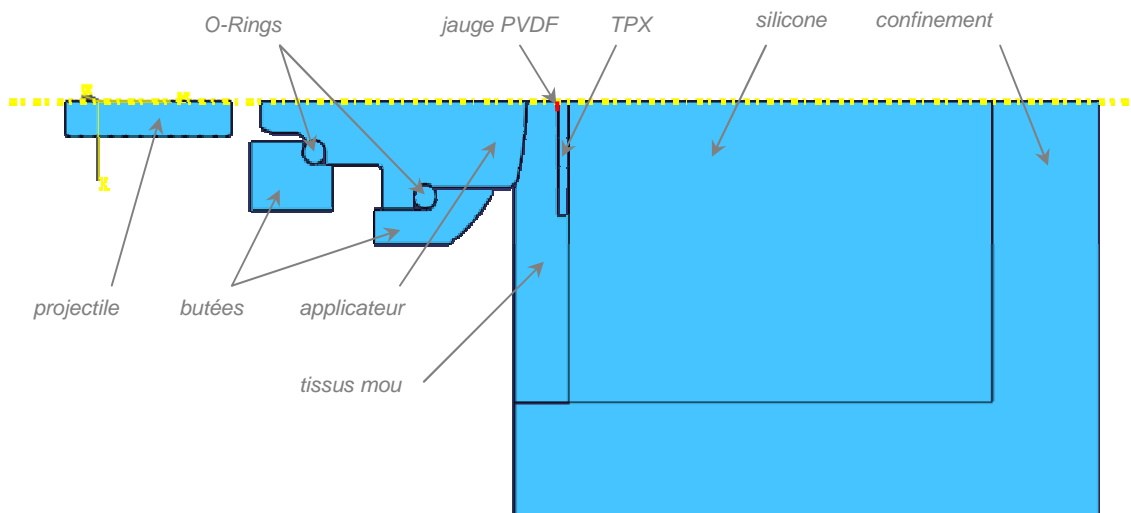


Figure 51 : pièces introduites dans la simulation

Les contacts entre les pièces sont les suivants :

- Projectile/applicateur : contact plan-plan sans paramètre particulier.
- Applicateur/O-Rings et O-Rings/butées : Les contacts sont définis comme rugueux (rough) tangentiellement, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de glissement

possible lorsque les nœuds sont en contact ; ils sont définis comme « hard contact » dans la direction normale à la surface de contact ce qui correspond à l'application de la méthode classique des multiplicateurs de Lagrange.

- Tous les autres contacts sont définis comme liés (TIE) basés sur la méthode des surfaces.

Le maillage est de type axisymétrique à dominance quadratique. Toutes les pièces sont maillées avec des éléments à 4 nœuds bilinéaires de type CAX4R.

Les paramètres du modèle d'Ogden sont partiellement repris de la publication de Shergold [29] pour des vitesses de déformations de  $4000s^{-1}$ . Ils sont recalibrés pour que les courbes issues de la simulation coïncident mieux avec les mesures effectuées sur un échantillon de peau de porc pour une vitesse du projectile à l'impact de  $14.9m/sec$ . Ils sont insérés dans le tableau 2.

masse volumique	constante $\alpha$	constante $\mu$	constante $D$
$\rho = 1160kg/m^3$	$\alpha_1 = 3$	$\mu_1 = 8MPa$	$D_1 = 0.01MPa^{-1}$

Tableau 2 : paramètres du modèle d'Ogden pour la peau de porc

La courbe contrainte-déformation du modèle d'Ogden calibré avec les paramètres du tableau 2 est représentée dans la figure 52. On observe alors que la pente de la courbe pour une contrainte nulle est relativement importante. De plus, si l'on considère que les amplitudes des ondes mesurées dans les tissus se situent entre  $-5MPa$  et  $+2MPa$ , on constate que le modèle d'Ogden est utilisé dans une zone relativement linéaire.

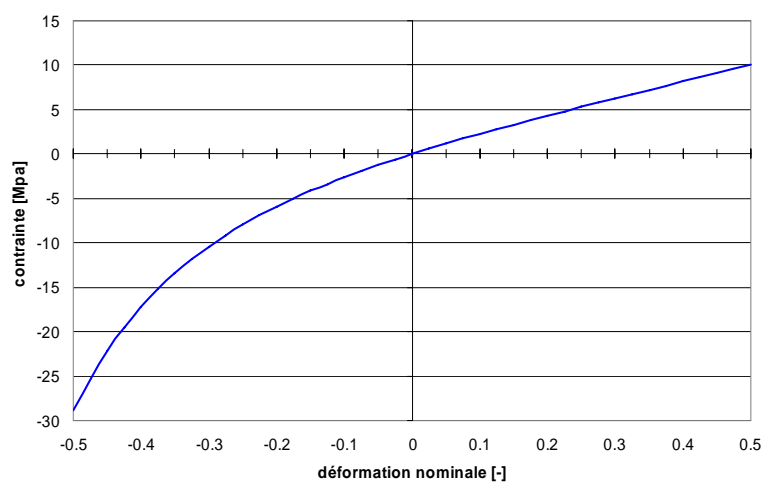


Figure 52 : contrainte-déformation du modèle d'Ogden calibré sur un échantillon de peau de porc pour une vitesse du projectile à l'impact de  $14.9m/sec$

Les mesures et la simulation pour une vitesse du projectile à l'impact de  $14.9\text{m/sec}$  sont présentées sur la figure 53 :

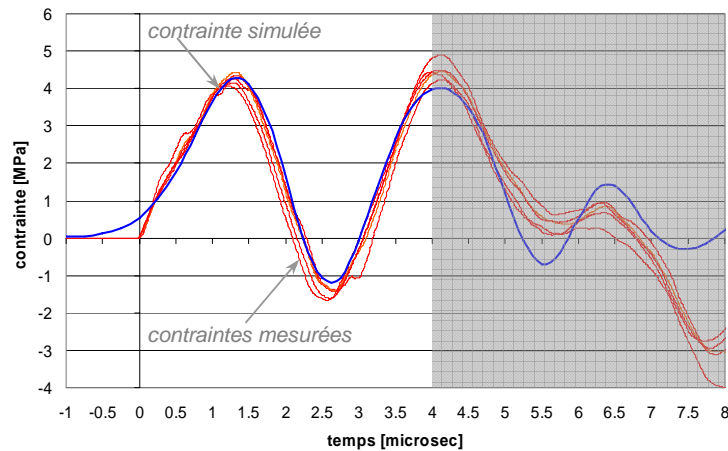


Figure 53 : contraintes mesurées dans un échantillon de peau de porc et simulation à l'aide d'un modèle d'Ogden - vitesse du projectile à l'impact :  $14.9\text{m/sec}$

Cette figure montre une bonne corrélation entre la simulation et les mesures sur la base desquelles le modèle a été identifié. La période et l'amplitude du train d'onde sont similaires, seul le temps de montée du premier pic de compression est légèrement différent. Afin de confirmer la calibration de ce modèle, des mesures sont effectuées pour d'autres vitesses d'impact. Le modèle calibré est alors utilisé pour la simulation de la propagation d'ondes dans un échantillon de peau de porc pour une vitesse du projectile à l'impact de  $9.0\text{m/sec}$ . Les mesures et simulations sont présentées dans la figure 54.

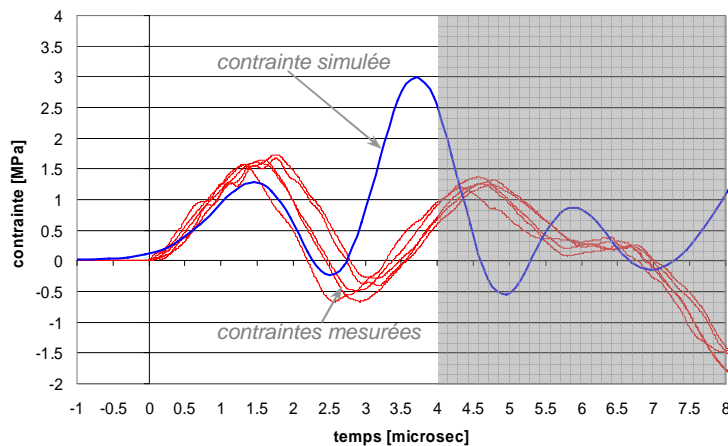


Figure 54 : contraintes mesurées dans un échantillon de peau de porc et simulation à l'aide d'un modèle d'Ogden - vitesse du projectile à l'impact :  $9.0\text{m/sec}$

On observe cette fois-ci que la contrainte simulée n'est pas similaire à celles mesurées. Bien que la corrélation entre mesures et simulation soit acceptable pour le premier pic de compression, la simulation diverge complètement pour le reste du signal.

Bien que certains auteurs [29] aient utilisé le modèle hyperélastique isotrope non visqueux et compressible d'Ogden pour simuler le comportement de la peau de porc excitée à hauts taux de déformation, ces résultats montrent que le comportement des tissus biologiques est plus complexe.

Les difficultés rencontrées lors de la simulation de propagation d'ondes à l'aide d'un modèle connu démontrent le besoin de développer un modèle constitutif viscoélastique non-linéaire plus sophistiqué. Il est décrit dans la section suivante.

## 5.4 Modèles constitutifs basés sur des lois de puissance pour la simulation des tissus mous

Cette section présente la définition de l'élasticité et de la viscosité ; elle propose ensuite un modèle constitutif formé d'éléments élastiques et visqueux développé par A. Curnier [49], J. Justiz [31] [50], N. Boerger [51], T. Meyer [52], E. Prisekina [53] et T. Junge [54].

### 5.4.1 Elasticité

Un matériau est qualifié d'élastique si son état de contrainte dépend uniquement du gradient de sa déformation actuelle et pas de sa vitesse ou de son histoire. On exprime ceci en posant

$$S = S(E) \quad (5.02)$$

$S$  est le tenseur matériel des contraintes

$E$  est le tenseur matériel quadratique (Green) des déformations

La relation (5.02) peut prendre la forme suivante dans le cas monodimensionnel :

$$S = S_0 |E|^n \quad (5.03)$$

Le modèle rhéologique d'un matériau élastique est le ressort.

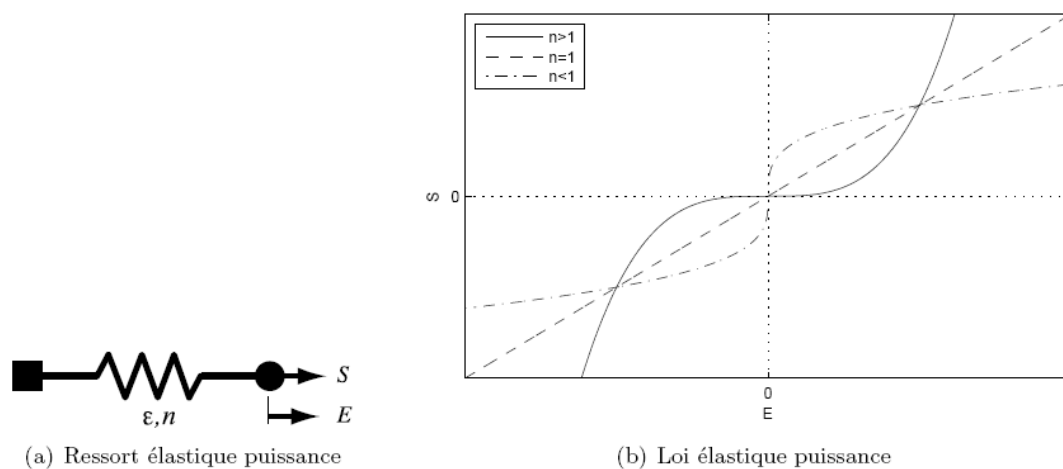


Figure 55 : modèle rhéologique d'un matériau élastique puissance (source [30])

La figure 55 montre le modèle rhéologique du ressort élastique puissance ainsi que le graphe contrainte-déformation pour différentes valeurs du paramètre  $n$ . Les courbes obtenues pour  $n>1$  ont une rigidité nulle pour une contrainte nulle alors que les courbes pour  $n<1$  ont une rigidité infinie pour une contrainte nulle. Lorsque  $n=1$  on a le cas d'un ressort élastique linéaire. Dans le travail de Justiz [31] le comportement du ligament périodontal (tissu mou) suit une loi dans laquelle  $n>1$ .

#### 5.4.2 Viscosité

Un matériau liquide est qualifié de visqueux si la contrainte  $y$  dépend de la vitesse de la déformation ou de son histoire, mais pas de la déformation elle-même. Elle est qualifiée de visqueuse évanescente si la contrainte  $y$  dépend exclusivement de la vitesse de déformation (c'est-à-dire de son histoire récente et pas de son histoire ancienne). Ceci s'exprime par la relation :

$$S = S(|\dot{E}|) \quad (5.04)$$

Dans le cas monodimensionnel (4.03) peut prendre la forme :

$$S = S_0 |\dot{E}|^m \quad (5.05)$$

Le modèle rhéologique d'un matériau visqueux est l'amortisseur (figure 52).

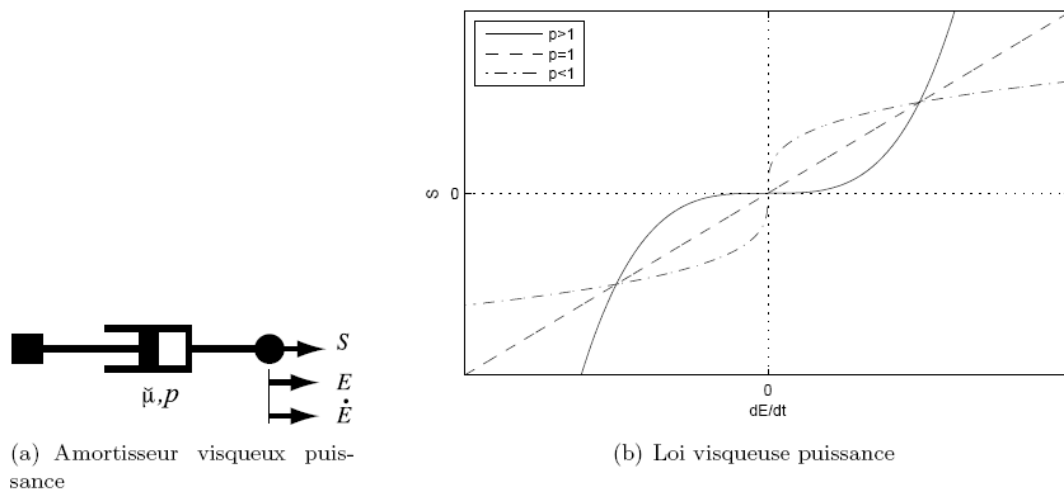


Figure 56 : modèle rhéologique d'un matériau visqueux puissance (source [30])

La figure 56 montre le modèle rhéologique de l'amortisseur visqueux puissance ainsi que le graphe contrainte-taux de déformation pour différentes valeurs du paramètre  $p$ . Lorsque  $p=1$  on a le cas d'un amortisseur visqueux linéaire. Justiz [31] propose un modèle du ligament périodontal avec  $p<1$ .

#### 5.4.3 Proposition d'un modèle constitutif de Hooke-Maxwell puissance

L'élasticité et la viscosité présentées se caractérisent par un état de contrainte qui ne dépend que des champs de déformation et de taux de déformation *matérielle*, respectivement. Lorsque l'on combine les modèles rhéologiques du ressort (élasticité) et de l'amortisseur (viscosité), on peut obtenir des lois de comportement qui font apparaître des *effets de mémoire*, c'est-à-dire que l'état de contrainte d'un matériau viscoélastique peut dépendre de son histoire de déformation.

Le modèle rhéologique proposé est composé d'une combinaison de ressorts et amortisseur selon la disposition du modèle de Zener, mais avec des coefficients qui suivent des lois de puissance. Le modèle considéré pour décrire les tissus mous prend alors le nom de *Hooke-Maxwell puissance (HM)* (figure 57).

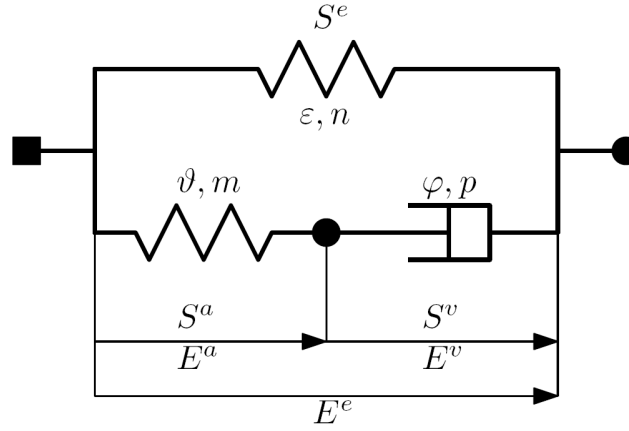


Figure 57 : modèle Hooke-Maxwell puissance (source [30])

Les équations régissant les contraintes élastiques principales  $S^e$ , élastique secondaire  $S^a$  et visqueuse  $S^v$  sont décrites selon les relations suivantes :

$$S^e(E) = \varepsilon^{\frac{n+1}{2}} |E|^{n-1} E \quad (5.06)$$

$$S^a(E^a) = \vartheta^{\frac{m+1}{2}} |E^a|^{m-1} E^a \quad (5.07)$$

$$S^v(\dot{E}^v) = \phi^{\frac{p+1}{2}} |\dot{E}^v|^{p-1} \dot{E}^v \quad (5.08)$$

où  $\varepsilon$  et  $\theta$  sont des modules d'élasticité,  $\phi$  est la viscosité, et  $n$ ,  $m$  et  $p$  des coefficients de non-linéarité.

La figure 58 montre les graphes de contraintes-déformation simulés avec le modèle Hooke-Maxwell pour des excitations sinusoïdales en déformation (figure 54 (a) et (c)) et en contrainte (figure 54 (b) et (d)). Les graphes des figures (a) et (b) sont des simulations d'un milieu viscoélastique linéaire ( $n=m=p=1$ ) alors que les graphes des figures (c) et (d) sont pour un milieu viscoélastique non-linéaires ( $n=m=2$ ,  $p=0.6$ ). Les paramètres non-linéaires sont repris du travail de Justiz [31] qui propose un modèle similaire pour la simulation du comportement du ligament périodontal. Les valeurs des amplitudes, fréquences et constantes matérielles n'étant pas connues elles ont été choisies pour montrer les limites de ce modèle et faire ressortir les effets viscoélastiques.

Les simulations ont été faites pour différentes fréquences d'excitations :

- $f=1$ ,  $f=0.1$  et  $f=10$  montrent une hystérèse importante
- $f=10^{-8}$  permet de simuler un comportement quasi-statique
- $f=10^8$  donne une simulation sans viscosité (amortisseur bloqué)



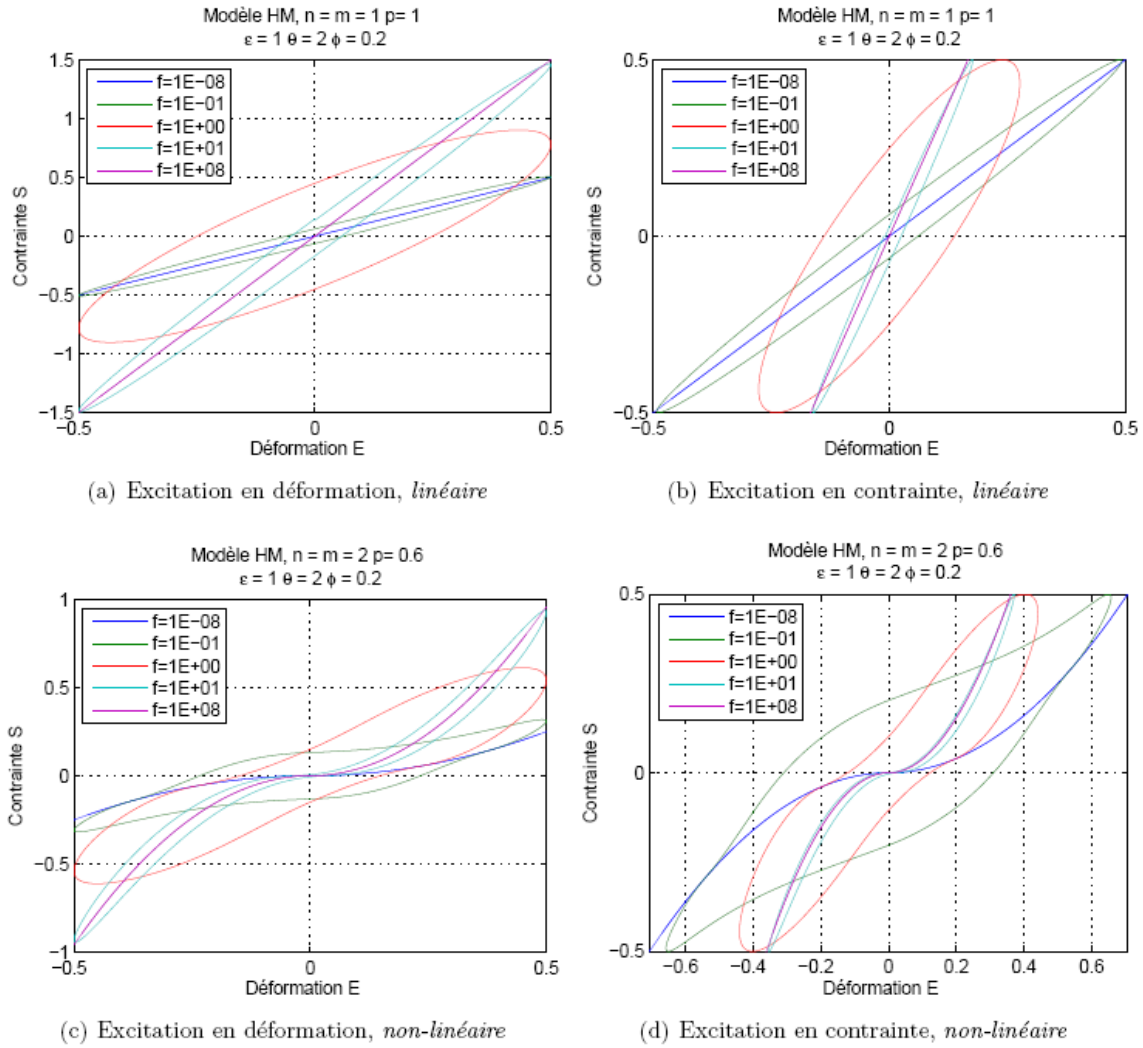


Figure 58 : simulations du modèle Hooke-Maxwell puissance (source [30])

Pour toutes les simulations (linéaires et non-linéaires, excitées en contrainte ou en déformation), on n'observe pas d'hystérèse pour les très grandes et les très petites fréquences (traits bleu-foncés et lilas).

Dans le cas des très petites fréquences, les taux de déformation sont faibles et par conséquent les viscosités jouent un rôle négligeable. Le comportement quasi-statique du modèle correspond donc simplement à la loi élastique du ressort principal (voir figure 58).

Dans le cas des très grandes fréquences, les taux de déformation et la contrainte visqueuse  $S^v$  deviennent importants. La loi fait donc « bloquer » l'amortisseur et l'hystérèse dégénère en une réponse correspondant à deux ressorts mis en parallèle.

Entre ces deux cas extrêmes, on trouve une plage de fréquences dans laquelle les taux de déformation sont suffisamment importants pour engendrer des contraintes visqueuses sans pour autant causer le « blocage » de l'amortisseur. Dans cette plage on observe des formes d'hystérèses très diverses pour les cas linéaires et non-linéaires.

---

Ces résultats montrent la grande diversité des comportements constitutifs que l'on peut simuler en faisant varier les paramètres du modèle. Le modèle n'étant actuellement pas encore implémenté dans un logiciel de calcul par éléments finis, il n'a malheureusement pas été possible de simuler la propagation d'ondes de pression dans des matériaux biologiques au moyen de ce modèle.

Dans sa forme tridimensionnelle ce modèle contient 15 paramètres différents, ce qui rend la calibration complexe. Pour la suite du travail, nous proposons de simuler la propagation des ondes de pression à l'aide de ce modèle en faisant varier ces différents paramètres de manière à acquérir une certaine compréhension physique des paramètres et de choisir ceux qui sont les plus influents. Le nombre de paramètres pourra alors être réduit.

## **5.5 Conclusion**

Les résultats présentés dans ce chapitre ont mis en évidence la difficulté de simuler la propagation d'ondes dans des tissus biologiques mous. Les simulations faites à l'aide d'un modèle constitutif hyperélastique connu n'ont pas fourni les résultats escomptés. Elles ont démontré la nécessité du développement d'un modèle constitutif plus complexe. Une proposition de modèle constitutif basé sur des lois de puissance a été présentée et les graphes de contraintes-déformation ont montré que le modèle peut être paramétré pour simuler un grand nombre de comportements. Ce modèle est un candidat intéressant pour de futures simulations.

---

---

---

## 6. Conclusion

### *Synthèse et signification des résultats originaux obtenus :*

Premièrement, la caractérisation expérimentale, les modélisations et simulations du générateur d'ondes actuel ont mené au développement d'un nouveau générateur d'ondes avec une large plage d'énergie et des paramètres d'utilisations maîtrisés. La technique de mesure à l'aide d'une barre de Hopkinson couplée avec des simulations par éléments finis ont permis de prédire la génération, propagation et réflexion aux interfaces avec des solides et des liquides d'un générateur d'ondes à impacts.

Deuxièmement, le développement d'une technique de mesure de propagation d'ondes dans des tissus biologiques a été proposée et décrite avec l'utilisation de jauges PVDF. Des mesures couplées avec des simulations ont montré que ces jauges sont un bon moyen de mesure de propagation d'ondes dans les solides et les liquides non diélectriques, bien qu'un travail complémentaire doit être effectué pour valider l'exactitude de la technique de mesure.

Troisièmement, des mesures préliminaires de propagation d'ondes dans de la peau et de la graisse de porc ont mis en évidence l'influence de la pression de consigne du générateur d'ondes sur l'amplitude et l'atténuation de l'onde dans le tissu. La dépendance entre l'amplitude de l'onde et sa vitesse de propagation a mis en évidence la nature non-linéaire des tissus mous ; l'atténuation de l'onde avec l'épaisseur du tissu a suggéré une faible viscosité de ces matériaux.

Finalement, une modélisation des tissus a été ébauchée ainsi qu'une simulation de propagation d'ondes pour pouvoir connaître précisément les stimuli mécaniques agissant à des points déterminés du matériau. L'utilisation, sans succès, d'un modèle constitutif hyperélastique largement utilisé dans les codes de simulations suggère la nécessité de développer un nouveau modèle constitutif plus complexe. L'identification d'un tel modèle non-linéaire viscoélastique basé sur des lois de puissance a été esquissée.

Les simulations de propagation d'ondes de pressions validées pour les solides et les liquides ont montré qu'elles peuvent être appliquées aux tissus biologiques modélisés à l'aide d'un modèle constitutif connu ; elles sont un outil pour toute autre simulation utilisant un modèle constitutif plus complexe.

### *Perspectives et travail futur recommandé :*

Le développement d'un modèle non-linéaire viscoélastique basé sur des lois de puissance est une approche pour décrire le comportement des tissus biologiques soumis à de hauts taux de déformation. Ce modèle devrait être identifié à l'aide d'essais statiques, dynamiques et à hauts taux de déformation (ondes de pression). Son implémentation dans un logiciel de calcul par éléments finis permettrait de valider la simulation de propagation d'ondes dans des tissus biologiques.

Ces simulations pourraient alors être corrélées avec des mesures de propagation d'ondes. La technique de mesure proposée à l'aide de jauges PVDF a permis de faire quelques mesures préliminaires dans de la peau et de la graisse de porc. Cependant une campagne de mesures est nécessaire pour estimer la variabilité entre divers échantillons. De plus, la validation de la calibration des jauges PVDF

---

n'ayant malheureusement pas pu faire l'objet d'une étude rigoureuse indépendante de celle fournie par la maison PIEZOTECH, un essai devrait être fait en plaçant une jauge en sandwich entre deux morceaux de céramique. Des mesures de propagation d'ondes corrélées avec des simulations par éléments finis permettraient alors de calibrer indépendamment la jauge.

Des mesures, modélisations et simulations de la propagation des ondes dans d'autres matériaux biologiques et au travers des interfaces entre matériaux de comportements différents (tissus biologiques différents, tissus-os) complèteraient ce travail et fourniraient une base de connaissances scientifique sur la propagation d'ondes de pression dans des tissus biologiques.

Ce travail devrait alors être appuyé par une approche biologique. Premièrement, des essais dans lesquels des ondes élastiques caractérisées rigoureusement seraient appliquées à des cellules ou des tissus biologiques permettraient d'établir quantitativement les effets des « ondes de choc » sur les tissus biologiques sains ou pathologiques. Deuxièmement, le développement de méthode pour caractériser la morphologie tissulaire et physique du patient permettrait d'adapter les paramètres de traitement par « ondes de choc » radiales ainsi que le suivi de l'effet du traitement.

Jusqu'à maintenant, le principal critère utilisé en médecine pour définir l'énergie apportée au tissu était la densité de flux d'énergie générée à la tête de l'appareil. Dorénavant, différents paramètres peuvent être mesurés calculés et mis en relation avec une amélioration clinique. Les amplitudes de compression et de tension mesurées au sein du tissu de même que l'énergie fournie ainsi que l'énergie dissipée en un point spécifique du tissu peuvent être des éléments importants pour une corrélation entre stimuli mécaniques et observations biologiques.

Cette étude pourrait alors mener au développement d'un nouveau générateur d'ondes « intelligent ». Spécifiquement l'intégration d'intelligence au produit actuel s'obtiendrait en développant un nouveau module de mesure de l'onde délivrée par le générateur qui permettrait d'adapter l'onde appliquée en fonction de la morphologie du patient, de sa pathologie et de l'évolution de cette pathologie en cours de traitement. De plus, le médecin disposerait d'une base de connaissances structurée et scientifiquement acquise sur les effets des « ondes de choc » sur les tissus biologiques en fonction des divers paramètres de traitement

#### *Conclusion finale :*

Les techniques de mesures développées dans ce travail sont un premier pas indispensable dans l'identification et la calibration de modèles constitutifs pour les tissus mous. Ce travail a donc permis de caractériser la génération et la propagation d'onde de pression dans des tissus biologiques mous. A long terme, il contribuera à une meilleure compréhension des mécanismes de guérison des pathologies traitées par « ondes de choc » telles les tendinopathies ou les pseudarthroses.

Ce travail représente une première étape pour permettre le développement de modèles constitutifs pour les tissus biologiques suivant l'approche générale décrite au début de cette thèse. Une corrélation entre stimuli mécaniques et observations médicales permettront un traitement mieux contrôlé et compris des pathologies traitée actuellement ainsi que le traitement de nouvelles pathologies.

---

---

---

---

---

## Bibliographie

- [1] Sondén, A., Svensson B., et al. (2002). Mechanisms of shock wave induced endothelial cell injury. *Lasers in Surgery and Medicine* 31(4): 233.
- [2] Ogden, J. A., Alvarez R. G., et al. (2001). Shock wave therapy (Orthotripsy®) in musculoskeletal disorders. *Clinical Orthopaedics and Related Research* (387): 22
- [3] Herrisson, C., Brissot R., et al. (2004). Ondes de choc extra-corporelles en médecine orthopédique. Sauramps Médical. ISBN 2-84023-365-7
- [4] <http://physioweb.iquebec.com/rswt.html> (site avec résumé de nombreuses études cliniques)
- [5] Gerdesmeyer, L. (2004). Extrakorporale Stosswellentherapie. Books on Demand GmbH, Norderstedt. ISBN 3-8334-1088-4
- [6] Hernandez L. (2006). Radial Shockwave Therapy for the Treatment of Rotator Cuff Rupture and Pericapsulitis: A Case Report. Institution TEOCH Caracas, Venezuela, 9th International Congress of the ISMST
- [7] <http://www.sportsmed.gr/lectures.php?lid=18> (site sur la médecine du sport pratiquée par le Dr Nikos G. Malliaropoulos)
- [8] Franc J. P., Avellan F., Belahadji B., Billard J. Y., Briançon-Marjollet L., Fréchou D., Fruman D. H., Karimi A., Kueny J. L., Michel J. M. (1995). La cavitation. Presses universitaires de Grenoble. ISBN 2-7061-0605-0
- [9] Ogden, J. A., A. Tóth-Kischkat, et al. (2001). Principles of shock wave therapy. *Clinical Orthopaedics and Related Research* (387): 8.
- [10] Thiel, M. (2001). Application of shock waves in medicine. *Clinical Orthopaedics and Related Research* (387): 18.
- [11] Bailey, M. R., S. G. Kargl, et al. (2003). Physical mechanisms of the therapeutic effect of ultrasound (a review). *Acoustical Physics* 49(4): 369.
- [12] United States Patent n°5,061,896 (1991) Variable transformer to detect linear displacement with constant output amplitude
- [13] United States Patent n°4,808,958 (1989) Linear variable differential transformer with improved secondary windings
- [14] United States Patent n°4,857,824 (1989) Movable core position transducer
- [15] Benoit M. (2006) Caractérisation expérimentale, modélisation et simulation d'un générateur d'ondes, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
- [16] Kolsky, H. (1963). Stress waves in solids. New York, Dover publications, inc. ISBN 486-61098-5
- [17] Chen, W., B. Zhang, et al. (1999). A split Hopkinson bar technique for low-impedance materials. *Experimental Mechanics* 39(2): 81.
- [18] Song, B. and W. Chen (2004). Dynamic stress equilibration in split Hopkinson pressure bar tests on soft materials. *Experimental Mechanics* 44(3): 300.
- [19] Sawas, O., N. S. Brar, et al. (1998). Dynamic characterization of compliant materials using an all-polymeric split Hopkinson bar. *Experimental Mechanics* 38(3): 204.
- [20] Sharma, A., A. Shukla, et al. (2002). Mechanical characterization of soft materials using high speed photography and split hopkinson pressure bar technique. *Journal of Materials Science* 37(5): 1005.
- [21] Kawai, H. (1969) Piezoelectricity of poly(vinylidene fluoride), *Japan J. Appl. Phys.*, vol 8, pp 975-981
- [22] Kepler, R. G., (1978) Saturation remanent polarization of poly(vinylidene fluoride). *Org. Coatings Plast. Chem.*, vol 38, pp. 706-708



- 
- [23] Bauer, F., French Patent 822102S (1982), U.S. patents 4611260, (1986), and 4684337 (1987)
- [24] Bauer, F. (2006). Piezoelectric polymer shock gauges. AIP Conference Proceedings, Baltimore, MD.
- [25] Bauer, F. PVDF shock compression sensors in shock waves physics. Institut Franco-Allemand de Recherche de Saint-Louis, (ISL). 68301 Saint-Louis France
- [26] Bauer, F. (2002). Ferroelectric PVDF polymer for high pressure and shock compression sensors. Proceedings - International Symposium on Electrets, Melbourne, VIC.
- [27] Bauer, F. (1999). Advances in piezoelectric PVDF shock compression sensors. Proceedings - International Symposium on Electrets: 647-650.
- [28] Tavakkoli J., Birer A., Cathignol D. (1995) Development of a PVDF low-cost shock-wave hydrophone, Inserm-U281, 151 Cours A. Thomas, F-69424 Lyon
- [29] Olivier A. Shergold, Norman A. Fleck, Darren Radford (2004) The uniaxial stress versus strain response of pig skin and silicone rubber at low and high strain rates, International Journal of Impact Engineering 32, 1384-1402
- [30] Junge T. (2009), Etude numérique de la viscoélasticité des tissus mous. Master project, EPFL-SGM Archives
- [31] Justiz J. (2004) A non linear large strain viscoelastic law with application to periodontal ligament. Thèse n°2948, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
- [32] Robin O. Cleveland, Parag V. Chitnis and Scott R. McClure (2007) Acoustic field of a ballistic shock wave therapy device
- [33] Parag V. Chitnis and Robin O. Cleveland (2006) Acoustic and cavitation fields of shock wave therapy device. Therapeutic Ultrasound: 5th International Symposium on Therapeutic Ultrasound
- [34] Untersuchungen zur Funktionsweise des Druckwellengerätes MasterPlus MP100. Ruhr-universität Bochum (2004)
- [35] Van Sligtenhorst C. R., Cronin D. S., Wayne Brodland G. (2003) High strain rate compressive properties of soft tissue. American Society of Mechanical Engineers, Bioengineering Division (Publication) BED, vol.55, pp.305-306
- [36] Adharapurapu, R. R., K. S. Vecchio, et al. (2004). Dynamic fracture of bovine cortical bone: A systematic study of strain rate effects. JOM 56(11): 59.
- [37] Maier, M., F. Ueberle, et al. (1998). Physical parameters of extracorporeal shock waves [Physikalische parameter extrakorporaler stosswellen]. Biomedizinische Technik 43(10): 269.
- [38] Gerdesmeyer, L., M. Maier, et al. (2002). Physical and technical principles of shock wave therapy [Physikalisch-technische grundlagen der extrakorporalen stoßwellen-therapie (ESWT)]. Orthopade 31(7): 610.
- [39] Cole R. H. (1948) Underwater explosion. Princeton, New Jersey : Princeton University Press
- [40] Junhai, Z., S. Jiaju, et al. (2001). Dynamic response of human cortical bone at high strain rate by split hopkinson bar method. Chinese Journal of Biomedical Engineering 20(2): 170.
- [41] Chen, W., B. Zhang, et al. (1999). A split Hopkinson bar technique for low-impedance materials. Experimental Mechanics 39(2): 81.
- [42] Song, B. and W. Chen (2004). Dynamic stress equilibration in split Hopkinson pressure bar tests on soft materials. Experimental Mechanics 44(3): 300.
-

- 
- [43] Lefebvre, H. (1994) Caractérisation diélectrique, piézoélectrique et électroacoustique de copolymères ferroélectriques fluorés. Rôle des transitions de phase. Thèse de doctorat. Institut Franco-Allemand de Recherche de Saint-Louis, Saint-Louis, France
- [44] Vinogradov, A. M., V. H. Schmidt, et al. (2004). Damping and electromechanical energy losses in the piezoelectric polymer PVDF. *Mechanics of Materials* 36(10): 1007-1016.
- [45] Shirinov, A. V., Schomburg, W. K., (2007) Pressure sensor from a PVDF film. *Sensor and Actuators : A Physical*, doi:10.1016/j.sna.2007.04.002
- [46] Benoit, M., Agbebeviade, K. et Donnet, M. (2008) Instrument zur Behandlung von biologischem Gewebe, sowie Verfahren zum Erzeugen von stosswellenartigen Druckwellen in einem solchen Instrument. Patent n° EP08168076
- [47] Asch, G. (1983) Les capteurs en instrumentation industrielle. Paris, éditions Dunod. ISBN 2-04-015635-6
- [48] Ogden RW. (1972) Large deformation isotropic elasticity - on the correlation of theory and experiment for incompressible rubberlike solids. *Proc R Soc Lond; A326*: 565-84
- [49] Curnier A. (2004) (2008) *Mécanique des solides déformables*, vol. 2 Elasticité, viscosité, plasticité, Polycopié, Presses Polytechniques
- [50] Curnier A. and Justiz J. (2005) Easily invertible nonlinear isotropic hyperelastic material laws, with an explicitly invertible power law, Polycopié
- [51] Boerger N. (2005) Viscoélasticité des tendons, MS thesis, EPFL-SGM Archives
- [52] Meyer T. (2007) Viscoélasticité des tendons, MS thesis, EPFL-SGM Archives
- [53] Prisekina E. (2007) Viscoelasticity of soft tissues, Eng. project, EPFL-LMAF Archives
- [54] Junge T. (2008) Etude numérique de la viscoélasticité des tissus mous, Semester project, EPFL-SGM Archives

---

---

## **A1 Thérapies utilisant des ondes de pression et de choc [11], [7]**

### **A1.1 High Intensity Focused Ultrasound (HIFU)**

#### *Applications :*

Cette technique est utilisée pour le traitement des hémostases, en chirurgie et en stimulation de l'immuno-réaction.

#### *Principe de fonctionnement :*

Les ondes ultrasons sont focalisées pour nécroser une région localisée d'une tumeur ou pour cautériser des vaisseaux sanguins. La zone de traitement est de la taille d'un grain de riz.

*Fréquence d'utilisation : 3-10 MHz*

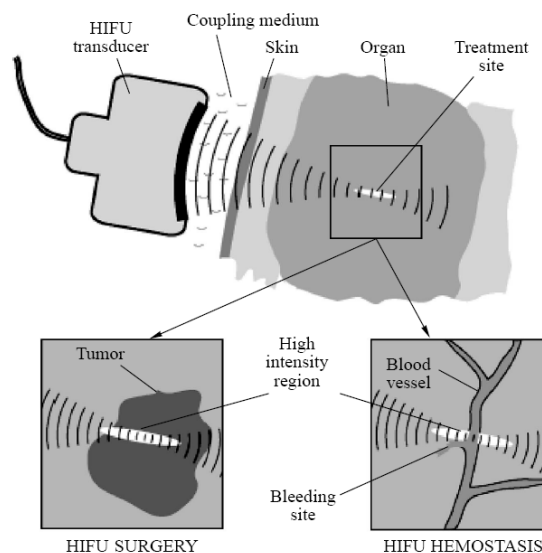


Figure 55 : High Intensity Focused Ultrasound (source [11])

### **A1.2 Augmentation de la perméabilité aux médicaments à l'aide d'ultrasons (Ultrasound-enhanced drug delivery)**

#### *Applications :*

Des médicaments thrombolytiques sont administrés pour la dissolution de caillots de sang dans le cœur. L'usage d'ultrasons permet d'accélérer ce phénomène.

#### *Principe de fonctionnement :*

Il est similaire au fonctionnement du HIFU bien qu'en général les ondes ne soient pas focalisées

*Fréquence d'utilisation : habituellement proche de 20 kHz, parfois 1-2 MHz*

### **A1.3 Lithotripsie**

#### *Applications :*

---

Traitement des lithiases (calculs rénaux et biliaires) des voies urinaires par ondes de choc.

*Principe de fonctionnement :*

Des ondes de choc sont focalisées sur les calculs rénaux qui se fragmentent en un très grand nombre de petits fragments. Ceux-ci sont ensuite éliminés par les voies naturelles.

*Fréquence d'utilisation : 1-2 Hz*

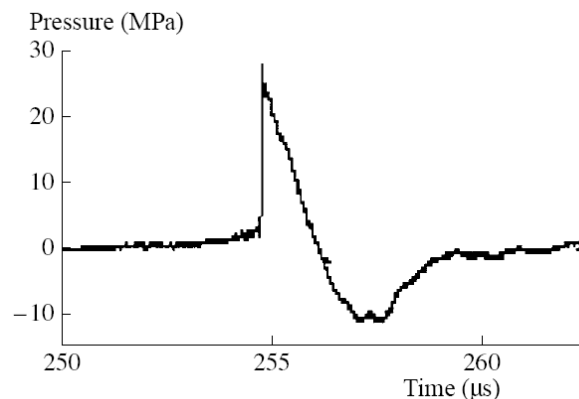


Figure 56 : onde mesurée au point focal d'un lithotriporteur (source [11])

#### **A1.4 « Ondes de choc » radiale**

*Applications :*

Technique utilisée en orthopédie et en traumatologie pour le traitement des tendinites et des pseudarthroses (retards de consolidation des fractures). Des applications existent aussi pour le traitement de tendinites sur des animaux (chevaux). La thérapie prend le nom d'orthotripsie.

*Principe de fonctionnement :*

Les « ondes de choc » radiales sont émises par un système électro-pneumatique et transmises à travers la surface de la peau vers les différents tissus pathologiques. Les « ondes de choc » et de pression ne sont pas focalisées, le point focal se trouvant proche de l'interface entre l'appareil et la peau.

*Fréquence d'utilisation : 6-15 Hz*

### **A2 Revue de la propagation d'ondes dans des tissus biologiques mous**

Plusieurs auteurs ont publié des mesures de propagation d'ondes dans de l'eau [32], [33], [34] considérant le comportement de ce matériau proche de celui des tissus biologiques. En effet, l'eau est relativement facile à mettre en œuvre et les techniques de mesures de propagation d'ondes dans un milieu transparent sont bien connues. Cependant, il n'existe à notre connaissance que très peu d'articles publiés sur la mesure de la propagation d'ondes dans des tissus biologiques mous.

Van Sligtenhorst [35] a mesuré la propagation d'ondes dans des muscles bovins à l'aide d'une barre de Hopkinson double en polymère. Il en a déduit des graphes contraintes-déformation pour un taux de déformation élevé ( $1120\text{sec}^{-1}$ ). Ses

conclusions sont que le comportement des muscles reste le même jusqu'à 200 heures après le décès de l'animal et que l'anisotropie du matériau, due à l'orientation de ses fibres, n'influence pas la propagation des ondes.

Oliver A. Shergold [29] a mesuré la réponse en compression de la peau de porc pour des taux de déformation de  $0.004$  à  $4000\text{s}^{-1}$ . Pour les taux de déformation élevés il a utilisé une barre de Hopkinson en alliage de magnésium. Ses conclusions sont que le module de cisaillement ainsi que la rigidité de la peau de porc augmentent avec le taux de déformation. Il a approché le comportement du matériau avec un modèle hyperélastique d'Ogden de premier ordre identifié pour chaque taux de déformation. La figure 57 montre les mesures et simulations des contraintes et déformation obtenues sur de la peau de porc en traction et en compression, pour différents taux de déformations.  $\lambda$  représente l'élongation (stretch).

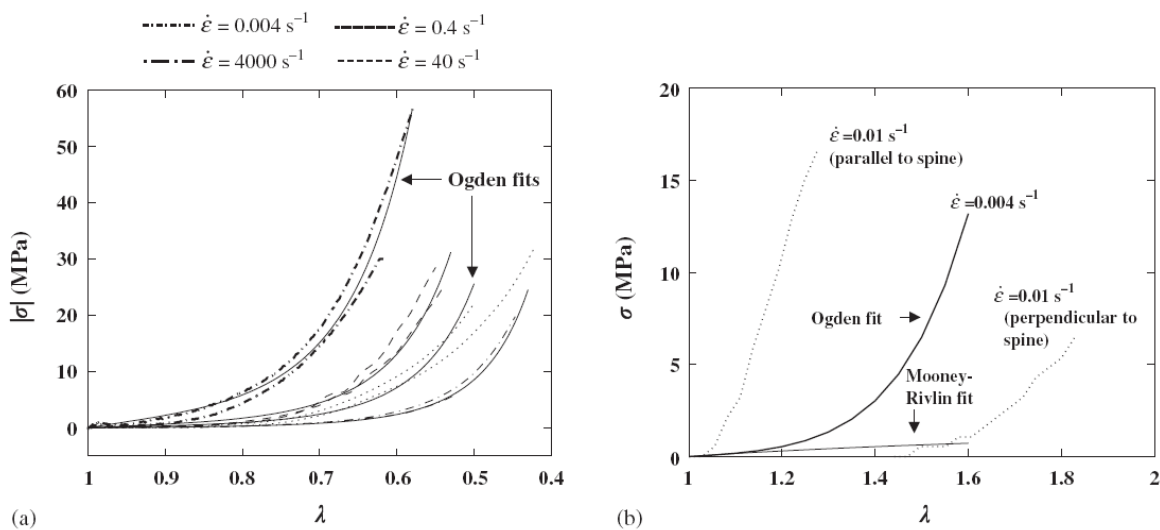


Figure 57 : Graphes contrainte en fonction de l'élongation de la peau de porc en compression uni axiale (a) et en traction uni axiale (b) (source [36])

Les courbes mesurées montrent que le comportement constitutif non-linéaire de la peau de porc est très sensible au taux de déformation. L'identification des courbes d'Ogden a dû être faite de manière indépendante pour chaque taux de déformation parce que ce modèle ne tient pas compte de la viscosité du matériau. Or ces courbes montrent clairement l'influence de la viscosité sur le taux de déformation. Un modèle viscoélastique est donc nécessaire pour prédire correctement le comportement de la peau de porc.

### A3 Compréhension médicale de la propagation d'ondes dans des tissus biologiques [9], [10], [37], [38], [3]

#### A3.1 Compréhension générale du principe de guérison

Le principe de guérison lors du traitement par « ondes de choc » s'explique aujourd'hui par le fait que l'organisme réagit au stimulus mécanique en augmentant le métabolisme de la zone d'application, ce qui favorise le processus de guérison. Les ondes émises par l'appareil et transmises aux différents tissus stimulent ou réactivent des processus curatifs dans les tendons, dans les muscles et les os environnants. On observe alors une résorption des calcifications, ainsi qu'une réduction de la sensibilité à la douleur.

---

Du point de vue histologique, les micro plaies générées par les ondes sur des tissus souvent avasculaires ou avec peu de vaisseaux favorisent leur revascularisation, libérant ainsi des facteurs locaux de croissance et mobilisant des cellules appropriées pour le développement d'un nouveau tissu curatif. Parallèlement, la création de micro plaies locales favorise la libération de substances antalgiques (antidouleur).

### A3.2 Effets des ondes de choc

Les ondes de choc peuvent fragmenter des calculs rénaux, guérir des retards de consolidation des fractures (pseudarthrose) et certains „soft tissue disorders“. Les effets des ondes de choc en urologie et en orthopédie semblent cependant différents.

Actuellement, au moins deux mécanismes différents sont observés. Les ondes de choc sont caractérisées par un pic de pression positive d'une durée inférieure à 10nsec et par une onde élastique (voir figure 56).

Le pic positif de pression est responsable de l'effet *direct* de l'onde de choc alors que l'onde élastique est responsable de la cavitation, qui est un effet *indirect* de l'onde. L'onde est influencée au passage de l'interface entre deux matériaux différents qui ont une impédance acoustique différente. La réflexion et la transmission à l'interface ainsi que l'amortissement interne du matériau mènent à une perte d'énergie de l'onde de choc. La rapide transition de pression de l'onde de choc (pic de pression) provoque de fortes contraintes aux interfaces et créent des fissure dans le matériau. Cet effet dépend de la plasticité de celui-ci. Pour exemple, l'énergie suffisante pour désintégrer un calcul rénal n'a que des effets minimaux voir nul sur un os intact.

La partie onde élastique correspond à une diminution locale de la pression et la création des bulles de cavitation. Le phénomène de la cavitation ne s'observe cependant pas dans des liquides hautement visqueux. Ces bulles grandissent sous l'influence de l'onde élastique ; le diamètre des bulles oscille, augmentant et diminuant leur volume. Certaines résistent à un certain nombre d'ondes de choc mais d'autres implosent dès la première onde. Les oscillations des bulles ne sont pas linéaires parce qu'il n'y a pas de corrélation entre la taille des bulles et l'amplitude de la pression. La bulle emmagasine beaucoup d'énergie pendant sa phase de croissance. A partir d'une certaine pression les bulles implosent de manière incontrôlée et libèrent une grande énergie localement sous forme d'un jet liquide [39]. Cela génère de nouvelles ondes de choc. L'interaction entre les ondes de choc et les bulles de gaz créent des jets d'eau et une élévation importante de la température. La zone de pression positive de l'onde de choc comprime une bulle de gaz de 1mm à 0.5µm de rayon en quelques microsecondes. La pression et l'énergie à l'intérieur augmentent fortement. Un jet de vapeur se crée et se déplace selon la direction de l'onde. Si ce jet traverse une surface, un cratère se forme à cet endroit.

Dans la région de l'interface, l'implosion des bulles n'est pas symétrique. On observe les plus grands changements du champ de pression et les plus grandes émissions d'énergie proche des interfaces, i.e. entre le muscle et l'os ou dans les tissus pulmonaires. C'est aussi dans ces régions que l'on observe les effets biologiques les plus importants.

La désintégration des calculs rénaux est une combinaison des effets des ondes directes et indirectes. La Figure 58 illustre la désintégration d'un calcul par les ondes directes et indirectes.

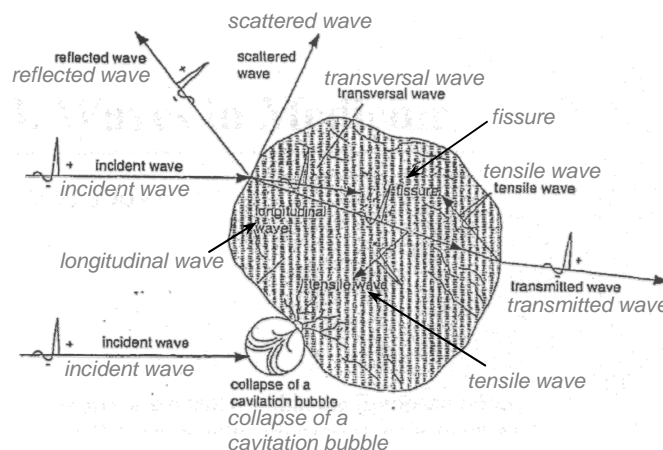


Figure 58 : désintégration d'un calcul par les ondes directes et indirectes (source [10])

Les mécanismes des ondes de choc en orthopédie ne sont actuellement pas encore bien expliqués. Il n'est pas encore clair si c'est l'effet de l'onde directe ou indirecte qui est dominant ou si c'est une combinaison des deux.

### A3.3 Effets généraux sur les tissus

Les effets généraux sur les tissus sont la résultante des effets direct et indirect des ondes de choc. Des effets de destruction, mais aussi de stimulation sont observés. Les lésions de destruction se traduisent par des altérations des membranes et des organites cellulaires avec libération de radicaux libres, et microlésions des tissus. Les effets de stimulation sont en rapport avec l'effet propre des ondes de choc ou (et) la stimulation naturelle des processus de cicatrisation après microlésions. Les niveaux d'énergie les plus faibles entraînent des processus d'activation métabolique (de  $0,08$  à  $0,28 \text{ mJ/mm}^2$ ) et les plus élevés des lésions de désintégration (au-delà de  $0,6 \text{ mJ/mm}^2$ ).

### A3.4 Effet sur la douleur

Les ondes de choc sont utilisées avant tout pour leur effet antalgique dans les affections de l'appareil locomoteur. De nombreux travaux cliniques ont été publiés sur ce sujet. Citons la méta-analyse faite par Ogden [2]. Expérimentalement, l'application d'ondes de choc produit une dégénérescence complète des fibres nerveuses sensibles cutanées. La réinnervation de l'épiderme se produit au bout de deux semaines. Ce mécanisme ne peut toutefois expliquer l'effet antalgique à long terme, observé en clinique.

### A3.5 Effet sur les calcifications

Des calcifications tendineuses de l'épaule induites expérimentalement chez l'animal ont été désintégrées avec une énergie à  $0,42 \text{ mJ/mm}^2$ . En clinique, les énergies utilisées vont de  $0,06$  à  $0,45 \text{ mJ/mm}^2$ . Le taux de résorption des calcifications, après ondes de choc, varie, selon les auteurs, de  $10$  à  $90\%$ . Plusieurs études ont montré



---

une corrélation entre la valeur de l'énergie et la résorption des calcifications. Dans les tendinopathies calcifiantes de l'épaule, la résorption des calcifications est liée à un bon résultat clinique. Toutefois, l'amélioration clinique se produit beaucoup plus souvent que la résorption de la calcification.

### **A3.6 Effets sur les tissus mous**

Des lésions de destruction cellulaire, avec réaction inflammatoire ont été obtenues sur des tendons achilléens de lapin, avec une application de 1000 chocs. A faible énergie ( $0,08\text{mJ/mm}^2$ ), un simple redème péri-tendineux réversible était noté. Par contre, pour les énergies plus hautes ( $0,28$  et  $0,60\text{mJ/mm}^2$ ), des infiltrats inflammatoires et des zones de nécrose étaient notés. Une fibrose péri-tendineuse était retrouvée six semaines après les ondes de choc. Des phénomènes de stimulation tissulaire, à type de néovascularisation et prolifération de myofibroblastes, ont été mis en évidence au niveau de l'enthèse du tendon d'achille de chien, après ondes de choc à faible énergie. Une réépithélialisation plus rapide que sur le lot témoin, sur des plaies de profondeur moyenne, sur modèle animal a été observée, avec un très petit nombre de chocs (dix) à faible énergie, avec néovascularisation à l'endroit traité. Avec des doses plus fortes, au contraire, la cicatrisation était inhibée.

### **A3.7 Effet sur l'os**

L'effet des ondes de choc sur le tissu osseux a été largement étudié. Les effets d'ostéolyse se traduisaient par des fractures macroscopiques chez le rat et le lapin, et seulement microscopiques chez des animaux plus gros. La corticale externe était le siège des zones de détachement périosté, et la corticale interne de microfractures avec destruction sélective des ostéocytes. Dans la cavité médullaire, il était noté la présence de travées osseuses rompues et d'hémorragies. Des fragments de moelle osseuse étaient retrouvés jusque dans la zone sous-périostée. Ce type de lésions fait penser que le mode d'action prédominant sur l'os est la cavitation. L'effet d'ostéogénèse a été démontré, in vivo, comme survenant secondairement, après les lésions d'ostéolyse ainsi que sur un modèle de pseudarthrose chez le mouton. Le cal osseux est plus épais et les délais de consolidation sont plus courts chez les animaux traités. La stimulation de l'ostéogénèse a également été démontrée in vitro, sur des cultures d'ostéocytes, sur l'os immature de lapin. Dans les pseudarthroses, il est généralement admis que les ondes de choc produisent des microtraumatismes et (ou) micro fractures avec dilacération des zones fibreuses et avasculaires et formation d'hématomes, ce qui induit une stimulation de l'ostéogénèse.

### **A3.8 Synthèse de la compréhension médicale actuelle**

La compréhension actuelle de l'effet des ondes est principalement basée sur des études cliniques et biologiques. Lorsque la densité d'énergie est importante (p. ex. en lithotripsie), les effets *directs* et *indirects* des ondes permettent d'expliquer les phénomènes que l'on observe sur les tissus, les os et les calculs. Par contre ces effets ne sont pas encore bien compris lorsque la densité d'énergie est plus faible (p. ex. pour les « ondes de choc » radiales).

Il n'existe pas actuellement, à notre connaissance, d'étude scientifique approfondie intégrant les aspects mécaniques, médicaux et biologiques. La compréhension actuelle n'étant issue que de certains domaines, elle ne permet pas d'étudier de manière approfondie les effets des ondes sur les divers tissus.

---

De plus, la définition des ondes que l'on trouve dans les publications médicales doit être précisée parce qu'elle ne correspond pas toujours aux définitions utilisées habituellement dans le domaine de la mécanique.

## **A4 Techniques de mesure de la propagation d'ondes dans des tissus biologiques**

### **A4.1 Barre de Hopkinson**

La caractérisation des tissus mous à l'aide d'une barre de Hopkinson pose des problèmes lorsque l'impédance acoustique du tissu est très différente de celle de la barre. Alors que Adharapurapu [36] et Junhai [40] caractérisent l'os cortical (tissu dur) à l'aide d'une barre de Hopkinson classique, Van Sligtenhorst [35] et Oliver A. Shergold [29] recourent à des barres de Hopkinson modifiées pour la caractérisation d'un muscle bovin et de la peau de porc (tissus mous). L'utilisation d'une barre en polymère [35] ajoute la problématique de la visco-élasticité de la barre elle-même. Chen [41] et Song [42] proposent une modification de la géométrie de la barre pour la caractérisation de matériaux à basse impédance. La forme et l'amplitude du pulse d'onde d'entrée en sont alors aussi affectées.

Bien que la barre de Hopkinson semble être une technique maîtrisée pour la caractérisation de certains matériaux, elle reste encore peu utilisée pour les tissus mous et l'interprétation des résultats obtenus sont sujets à caution.

### **A4.2 Jauges PVDF [43]**

Le Polyfluorure de Vinylidène (PVDF) est un polymère semi-cristallin, il possède une phase amorphe et une phase cristalline dans laquelle les atomes de carbone, d'hydrogène et de fluor sont ordonnés dans un réseau périodique. Son taux de cristallinité est de l'ordre de 50%. Ses propriétés mécaniques dépendent fortement de sa phase amorphe. Ses propriétés électroacoustiques sont influencées par son taux de cristallinité. Le moment dipolaire résultant d'un élément de volume du matériau dans la phase amorphe est nul du fait de l'arrangement aléatoire des dipôles électriques.

Dans la phase cristalline, la valeur du moment dipolaire sera plus ou moins élevée, selon la conformation de la chaîne moléculaire. Quatre formes cristallines ont été identifiées :  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  et  $\delta$  appelées aussi respectivement *II*, *I*, *III* et *II<sub>p</sub>*.

Le passage d'une structure cristalline à une autre est possible moyennant une transformation mécanique et/ou électrique (voir figure 4).

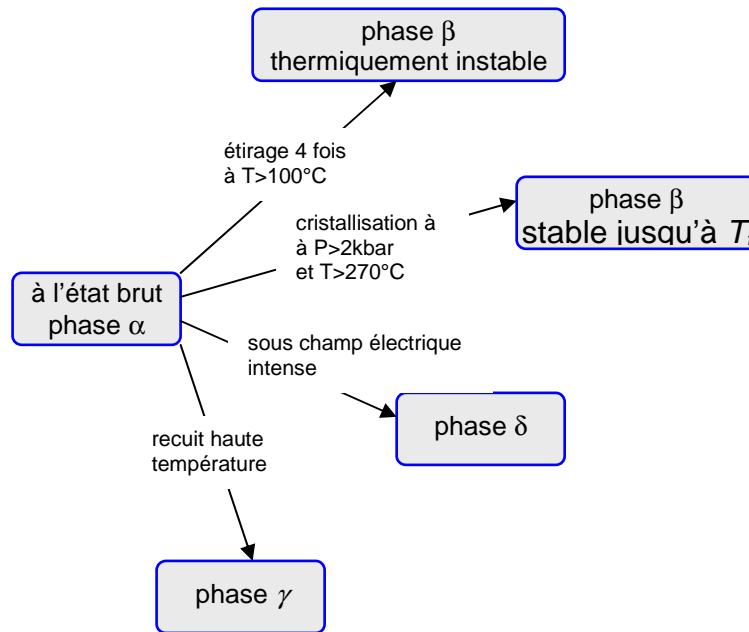


Figure 59 : évolution des phases du PVDF, en fonction des traitements thermiques, mécaniques ou/et électriques

- La phase  $\alpha$  est la forme la plus stable. Elle s'obtient par cristallisation à partir de l'état liquide à pression atmosphérique. Malheureusement, la phase  $\alpha$  n'est pas polaire. Elle adopte une configuration « trans-gauche trans-gauche » (TGTG) qui produit une cellule unitaire centrosymétrique, antipolaire.
- La phase  $\beta$  est obtenue par étirage, à une température supérieure à  $100^\circ\text{C}$ , dans le plan du film, selon une ou deux directions. Le film obtenu est alors 3 à 4 fois plus long. La phase  $\beta$  adopte une configuration trans, ou TT, qui produit une cellule unitaire non centrosymétrique. Un film obtenu de cette manière forme une phase  $\beta$  polaire, instable : contrairement aux prévisions, son activité piézoélectrique diminue de  $1\%$  par  $^\circ\text{C}$  à partir de  $70^\circ\text{C}$  environ.
- Le PVDF peut s'obtenir directement en phase  $\beta$  sans étirage, moyennant une cristallisation à partir de la phase fondue sous pression et température élevée (à partir de  $2000\text{bar}$  et  $270^\circ\text{C}$ ). Les propriétés piézoélectriques du PVDF ainsi obtenu sont stables jusqu'à quelques degrés avant  $T_f$  (température de fusion).
- La phase  $\gamma$  est obtenue par recuit de la phase  $\alpha$  à température élevée. La phase  $\gamma$  est une phase polaire.
- La phase  $\alpha_p$  ou  $\delta$  est obtenue en appliquant un champ électrique intense sur le matériau cristallisé en phase  $\alpha$ . La phase  $\alpha_p$  est une phase polaire, difficile à obtenir à cause de sa rigidité diélectrique.

Plusieurs publications décrivent des problèmes rencontrés lors de l'utilisation de jauges PVDF. Vinogradov [44] observe du fluage ainsi qu'une relaxation diélectrique qu'il modélise à l'aide de lois de puissance. Leur influence sur les paramètres piézoélectriques et pyroélectriques est très importante durant les 70 premières heures d'utilisation puis s'atténuent avec le temps. Shirinov [45] utilise une jauge PVDF pour la mesure des pressions. Il constate que la précision des mesures est

---

limitée et qu'elle varie en fonction de l'humidité, de la température (pyroélectricité) et du fluage.

A notre connaissance, seules les jauges qui proviennent de la maison PIEZOTECH S.A. sont fournies calibrées et ont des paramètres stables. Ceci est dû au procédé de polarisation breveté [23] ainsi qu'aux matériaux utilisés. Les mesures effectuées à l'aide de jauge PVDF et par interférométrie laser (VISAR) [25] ont permis de caractériser ces jauges :

- réponses reproductibles avec une précision de 2%
- résolution temporelle de quelques nanosecondes pour la mesure de contraintes
- stabilité des paramètres piézoélectriques et pyroélectriques pour une pression maximum de  $20\text{MPa}$
- observation des effets pyroélectriques (non désirables) pour une mesure dont la durée est supérieure à  $10\text{millisec}$  (constante de temps)
- polarisation rémanente élevée :  $9\mu\text{C}/\text{cm}^2$
- constance des paramètres piézoélectriques et pyroélectriques dans le temps
- pas de problème de fluage grâce à l'utilisation de matériaux adéquats (pas de chlore)
- pas de problème dû aux changements d'humidité (selon le fournisseur)
- pas de problème de relaxation diélectrique

## **A5 Modèles pour les tissus mous**

A notre connaissance, il n'existe pas de modèle constitutif fiable pour les tissus mous. Bien que Oliver A. Shergold [29] ait approché le comportement de la peau de porc avec un modèle d'Ogden, il a en fait calé les paramètres d'un modèle hyperélastique sur un matériau visco-élastique. De plus, les mesures effectuées dans le présent travail sur de la peau de porc ont montré que la nature visco-élastique de la peau de porc est un élément non négligeable, même pour une plage relativement faible de variation des taux de déformation (moins d'un ordre de grandeur).

En lithotripsie et en HIFU (High Intensity Focused Ultrasound) des modèles ont été établis pour simuler certains phénomènes tels que l'augmentation de température ou la formation de cavitation [11].

## **A6 Equations de la piézoélectricité [43]**

### **A6.1 Équations piézoélectriques dans le cas d'un modèle unidimensionnel**

La piézoélectricité est le résultat d'un couplage entre l'énergie électrique et l'énergie mécanique d'un matériau. Les équations font intervenir des paramètres électriques et des paramètres mécaniques. Ainsi la déformation  $S$  [sans unité] et le déplacement électrique  $D$  [ $\text{C}/\text{m}^2$ ] sont fonctions de deux variables indépendantes, l'une mécanique, la contrainte mécanique  $T$  ( $\text{N}/\text{m}^2$ ), l'autre électrique, le champ électrique  $E$  [ $\text{V}/\text{m}$ ].

La déformation totale  $S$  est la somme de la déformation due à l'effort appliqué (loi de Hooke) et celle due au champ électrique (effet piézoélectrique inverse).

---

Ainsi :

$$S = S^E \cdot T + d \cdot E \quad (1.1)$$

$T$  est la contrainte mécanique

$E$  est le champ électrique

$S^E$  est la compliance à champ électrique constant [ $m^2/N$ ]

$d$  est une constante piézoélectrique [ $C/N$ ]

Le déplacement électrique  $D$  se décompose également en deux termes, l'un dû à l'effort (effet piézoélectrique direct), l'autre dû au champ électrique.

Ainsi :

$$D = d \cdot T + \epsilon^T \cdot E \quad (1.2)$$

$\epsilon^T$  est la constante diélectrique à contrainte constante [ $C^2/Nm^2$  ou  $F/m$ ].

On peut exprimer les relations de la piézoélectricité en utilisant d'autres variables indépendantes. En choisissant comme variables indépendantes :

**$S$  et  $E$**

On a :

$$D = e \cdot S + \epsilon^S \cdot E \quad (1.3)$$

$$T = C^E \cdot S - e \cdot E \quad (1.4)$$

$e = \frac{d}{S^E}$  est la constante piézoélectrique de déformation à champ électrique constant [ $C/N$ ]

$C^E = \frac{1}{S^E}$  est la rigidité élastique à champ électrique constant

$\epsilon^S = (1 - k^2) \cdot \epsilon^T$  est la permittivité diélectrique à déformation constante

$k$  est le coefficient de couplage électromécanique

**$T$  et  $D$**

On a :

$$E = -g \cdot T + \beta^T \cdot D \quad (1.5)$$

$$S = S^D \cdot T + g \cdot D \quad (1.6)$$

$g = \frac{d}{\epsilon^T}$  est la constante piézoélectrique de contrainte à déplacement électrique constant [ $Vm/N$ ]

$\beta^T = \frac{1}{\epsilon^T}$  est l'imperméabilité diélectrique à contrainte constante [ $m/F$ ]

---

$S^D = (1 - k^2) \cdot S^E$  est la compliance élastique à déplacement électrique constant [ $m^2/N$ ]

### **S et D**

On a :

$$E = -h \cdot S + \beta^S \cdot D \quad (1.7)$$

$$T = C^D \cdot S + h \cdot D \quad (1.8)$$

$C^D = \frac{1}{S^D}$  est la rigidité élastique à déplacement électrique constant [ $N/m^2$ ]

$\beta^S = \frac{1}{\epsilon^S}$  est l'imperméabilité diélectrique à déformation constante

$h = \frac{d}{S^D \epsilon^T}$  est la constante piézoélectrique de déformation à déplacement constant [ $C/N$ ]

### **A6.2 Équations piézoélectriques dans le cas d'un modèle tridimensionnel**

L'anisotropie des propriétés piézoélectriques dans l'espace nécessite l'utilisation d'expressions tensorielles. Par exemple, si on choisit  $T$  et  $E$  comme variables indépendantes, les équations (1.1) et (1.2) deviennent :

$$D_i = d_{ijk} \cdot T_{jk} + \epsilon_{ij}^T \cdot E_j \quad (1.9)$$

$$S_{jk} = S_{jklm}^E \cdot T_{lm} + d_{ijk} \cdot E_i \quad (2.0)$$

Le déplacement électrique est un tenseur de rang 1

Le champ électrique est un tenseur de rang 1

La contrainte mécanique est un tenseur de rang 2

La déformation est un tenseur de rang 2

La constante piézoélectrique  $d$  est un tenseur de rang 3

La compliance élastique est un tenseur de rang 4

### **A6.3 Coefficient de couplage électromécanique**

Le coefficient de couplage électromécanique,  $k$ , représente le couplage entre l'énergie électrique et l'énergie mécanique. Il tient compte à la fois des propriétés élastiques, diélectriques et piézoélectriques du matériau. Il est défini ainsi :

$$k^2 = \frac{\text{énergie transformée}}{\text{énergie fournie}} \quad (2.1)$$

ou

$$k = \frac{W_{mut}}{\sqrt{W_{mec} \cdot W_{dié}}} \quad (2.2)$$

$W_{mut}$  est l'énergie mutuelle élasto-diélectrique

$W_{mec}$  est l'énergie mécanique ou élastique

$W_{dié}$  est l'énergie diélectrique

Dans le cas général l'expression du coefficient de couplage est très compliquée. Certaines géométries et conditions particulières permettent de calculer le coefficient de couplage  $k$ .

Par exemple, pour un élément polarisé selon la direction 3 (épaisseur) :

- en mode longueur  $i$  ( $i=1,2$ ),  $k$  est défini par :

$$k = k_{3i} = \frac{d_{3i}}{\sqrt{S_{ii}^E \cdot \epsilon_{33}^T}} \quad (2.3)$$

- en mode transverse ou épaisseur,  $k$  est défini par :

$$k = k_t = \frac{e_{33}}{\sqrt{C_{33}^D \cdot \epsilon_{33}^S}} \quad (2.4)$$

#### A6.4 Tenseur piézoélectrique [d]

Le PVDF étiré se comporte comme un cristal de la classe 2mm. Les symétries de cette classe cristalline permettent de réduire le tenseur piézoélectrique de 24 termes à 5 termes.

$$[d] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

Dans le cas d'un matériau isotrope dans le plan du film, par exemple par biétirage ou par moulage sous presse uniaxiale,  $d_{31}=d_{32}$  et  $d_{24}=d_{15}$

#### A6.5 Tenseur compliance élastique [S]

De même, les symétries de la classe cristalline 2mm permettent de simplifier le tenseur [S] :

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{22} & S_{23} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{23} & S_{22} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2(S_{22} - S_{33}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{66} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{66} \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

#### A6.6 La pyroélectricité

Parmi les matériaux piézoélectriques, certains sont pyroélectriques, c'est-à-dire qu'ils convertissent l'énergie thermique en énergie électrique.

Le coefficient pyroélectrique est décrit par un tenseur de rang 1, noté [p].

Pour un film piézoélectrique à base de PVDF, polarisé dans le sens de l'épaisseur (sens 3), les composantes  $P_1$  et  $P_2$  du tenseur [p] sont nulles. Le tenseur [p] s'écrit alors :

$$[p] = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ p_3 \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

---

L'effet pyroélectrique comporte deux contributions :

- l'effet pyroélectrique primaire : c'est l'effet de la variation de la polarisation spontanée dans la phase cristalline lorsque celle-ci est bloquée dans la phase amorphe. Elle est due à la variation du degré d'ordre dipolaire avec la température
- l'effet pyroélectrique secondaire, représentant le couplage entre la piézoélectricité et la dilatation thermique

Comme dans le cas de l'effet piézoélectrique, l'effet pyroélectrique comporte un effet inverse, appelé effet *électrocalorifique*.

### **A6.7 Modèle piézoélectrique pour les jauges PVDF**

Dans le cas des jauges PVDF, les différents tenseurs se réduisent à une constante  $d_T$  appelée *facteur de transmission*. De plus, les effets pyroélectrique sont négligeables pour une mesure dont la durée est inférieure à *10millisec*.

L'équation qui lie la charge  $Q$  à la contrainte de traction-compression  $\sigma_{33}$  qui traverse la jauge est la suivante :

$$\sigma_{33}(t) = \frac{1}{d_T S} Q(t) \quad (2.8)$$

$S$  étant la surface active de la jauge.



---

---

---

## Annexe B : rappel théorique [16]

### B.1 Introduction

La vitesse  $c$  de propagation d'une onde dans un liquide de densité  $\rho$  et de module de compression  $k$  est donnée par la relation :

$$c = \sqrt{\frac{k}{\rho}}$$

Cependant, pour un solide isotrope, deux types d'ondes élastiques peuvent se propager :

- les *ondes de dilatation* qui se propagent le long de la direction de propagation de la perturbation
- les *ondes de distorsion* qui se propagent perpendiculairement à la direction de propagation de la perturbation

En plus de ces deux types d'ondes, s'ajoutent des ondes élastiques qui se propagent le long de la surface du solide ; il s'agit des *ondes de Rayleigh* et des *ondes de Love*.

Les solides n'étant jamais parfaitement élastiques, une partie de l'énergie mécanique se convertit en chaleur par différents mécanismes qui sont communément appelés *frottement interne*. Lorsqu'un solide subit un cycle de contraintes, une boucle d'hystérèse est généralement observée sur la courbe contrainte/déformation. Cet effet peut être un facteur important d'atténuation des ondes.

Deux autres types d'ondes de pression existent dans des milieux lorsque la relation entre la contrainte et la déformation cesse d'être linéaire :

- Les *ondes de choc* : elles se forment dans un milieu lorsque la vitesse de propagation des grandes perturbations est supérieure à celle des petites. Dans ces conditions, chaque pulse de pression traversant le milieu s'ajoute au précédent et forme un front d'onde de plus en plus raide. L'amplitude de ce front est finalement déterminée par la constitution moléculaire du milieu. Pour une définition plus complète des ondes de choc, nous renvoyons le lecteur à la référence [32] qui traite ce problème en détail.
- Les *ondes plastiques* : elles apparaissent lorsque le milieu est élastique jusqu'à une certaine contrainte, mais devient plastique pour une contrainte plus élevée ; on a alors un phénomène d'écoulement. Dans ces conditions l'onde élastique est suivie d'une onde plastique qui se propage dans le milieu à une vitesse très inférieure.

### B.2 Propagation d'ondes dans un milieu élastique étendu

#### B.2.1 Equations d'ondes dans un milieu élastique:

Considérons un milieu élastique isotrope non limité dans lequel se propagent des ondes élastiques. En combinant la loi de Hooke généralisée avec la loi de Newton et en négligeant les forces de gravité, on peut montrer que :

---


$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \Delta}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \quad (1.1)$$

$$\rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \Delta}{\partial y} + \mu \nabla^2 v \quad (1.2)$$

$$\rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \Delta}{\partial z} + \mu \nabla^2 w \quad (1.3)$$

Avec :

$\rho$  : masse volumique

$u, v, w$  : déplacement d'un point quelconque du solide selon la direction  $x, y, z$

$\lambda, \mu$  : coefficients de Lamé

$\Delta$  : dilatation (changement de volume d'un cube unité)

$$\Delta = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

avec  $\varepsilon$  déformation selon la direction d'un axe

$\nabla^2$ , le Laplacien, opérateur mathématique  $\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right)$

Les coefficients de Lamé sont liés au module de Young  $E$  et au coefficient de Poisson  $\nu$  par les relations suivantes :

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu}$$

$$\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}$$

$$\lambda = \frac{\nu E}{1 - 2\nu - 2\nu^2}$$

$$\mu = \frac{E}{2(\nu + 1)}$$

Si l'on dérive les deux côtés de l'équation (1.1) par rapport à  $x$ , ceux de l'équation (1.2) par rapport à  $y$  et ceux de l'équation (1.3) par rapport à  $z$  et que l'on additionne, on obtient :

$$\rho \frac{\partial^2 \Delta}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \nabla^2 \Delta \quad (1.4)$$

Il s'agit de l'équation d'ondes ; La solution de cette équation montre que l'onde de *dilatation*  $\Delta$  se propage à travers le milieu à la vitesse :

$$c_1 = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} ..$$

Si, par contre, on élimine  $\Delta$  dans les équations (1.2) et (1.3) en dérivant les deux côtés de l'équation (1.2) par rapport à  $z$  et ceux de l'équation (1.3) par rapport à  $y$  et que l'on soustrait, on obtient :

---


$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \mu \nabla^2 \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (1.5)$$

Le terme  $\left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right)$  correspond à deux fois la rotation d'un élément de matière autour de l'axe  $x$ , s'il est considéré comme un corps rigide ([16]).

Des équations similaires à (1.5) peuvent être obtenues pour des rotations autour de l'axe  $y$  et de l'axe  $z$ .

L'équation (1.5) montre que les *ondes de distorsion* se propagent perpendiculairement à la direction de propagation de la perturbation à la vitesse :

$$c_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

### B.2.2 Intégration des équations d'ondes:

Les équations (1.4) et (1.5) ont la forme :

$$\frac{\partial^2 \alpha}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 \alpha$$

Si la déformation est uniquement fonction d'une direction, par exemple  $x$ , elle prend la forme :

$$\frac{\partial^2 \alpha}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \alpha}{\partial x^2}$$

La solution générale de cette équation est :

$$\alpha = f(x - ct) + F(x + ct)$$

où  $f$  et  $F$  sont des fonctions arbitraires dépendant des conditions initiales ;  $f$  correspond à une onde plane se propageant le long de la direction positive de l'axe  $x$  alors que  $F$  correspond à une propagation dans la direction négative.

### B.2.3 Ondes de Rayleigh:

Lorsque le milieu est limité, des ondes de surface peuvent apparaître et se propager sur la surface limitant le milieu. Ces ondes ont été découvertes par Lord Rayleigh (1887) qui montra que leur effet décroît rapidement avec la profondeur et que leur vitesse de propagation est plus petite que celle des ondes solides.

Considérons la propagation d'une onde plane dans un milieu élastique avec une surface limite plane. Les équations (1.1), (1.2) et (1.3) peuvent être résolues en considérant une perturbation qui est proche de la surface avec la condition que la surface n'est pas contrainte. Par esprit de simplification, nous prenons comme surface limite le plan  $xy$  avec l'axe  $z$  positif contenu à l'intérieur du solide.

Soit une onde sinusoïdale de fréquence  $p/2\pi$  se propageant dans la direction  $x$  à la vitesse  $c$  avec une longueur d'onde  $2\pi/f$ . Dans ce cas  $c = p/f$ .

On peut démontrer que le problème peut être résolu en trouvant une solution à l'équation cubique suivante :

---


$$\kappa_1^6 - 8\kappa_1^4 + (24 - 16\alpha_1^2)\kappa_1^2 + (16\alpha_1^2 - 16) = 0 \quad (1.6)$$

Avec :

$$\kappa_1 = \frac{p}{fc_2}$$

$$\alpha_1^2 = \frac{1-2\nu}{2-2\nu}$$

$c_2$  est la vitesse de propagation de l'onde de distorsion.

$\kappa_1$  représente le rapport entre la vitesse de l'onde de surface et de l'onde de distorsion.

La vitesse de propagation des ondes de surface est indépendante de la fréquence  $p/2\pi$  et dépend directement des constantes élastiques du matériau. Il n'y a donc pas de dispersion de ces ondes et une onde plane se propage sans changer de forme.

On peut montrer que l'atténuation de l'onde de surface dans la direction de propagation en fonction de la profondeur  $z$  est liée par la relation exponentielle :

$$e^{-qz} - 2qs(s^2 + f^2)^{-1} e^{-sz} \quad (1.7)$$

De même, l'atténuation de l'onde de surface dans la direction perpendiculaire à sa propagation en fonction de la profondeur  $z$  est liée par la relation exponentielle :

$$e^{-qz} - 2f^2(s^2 + f^2)^{-1} e^{-sz} \quad (1.8)$$

Avec les relations suivantes pour les facteurs d'atténuation  $q$  et  $s$  :

$$\frac{q^2}{f^2} = 1 - \alpha_1^2 \kappa_1^2$$

$$\frac{s^2}{f^2} = 1 - \kappa_1^2$$

On peut montrer à partir des équations (1.7) et (1.8) que le chemin parcouru par chaque particule dans le milieu est une ellipse avec son axe principal perpendiculaire à la surface ([16]).

Le tableau 1, ci-dessous, donne quelques valeurs numériques calculées :

coefficient de Poisson $\nu$	rapport des vitesses $\kappa_1$	atténuation de l'onde selon la direction de propagation	atténuation de l'onde perpendiculaire à la direction de propagation
0.25	0.9194	$\exp(-0.8475fz) - 0.5773\exp(-0.3933fz)$	$\exp(-0.8475fz) - 1.7321\exp(-0.3933fz)$
0.29 (acier)	0.9258		
0.5	0.9554		

Tableau 1

L'équation (1.7) montre que les ondes de surface à haute fréquence seront atténuées plus rapidement avec la profondeur que celles à basse fréquence. C'est ce que l'on appelle l'*effet pelliculaire*.

#### B.2.4 Réflexion d'une onde élastique sur une surface libre:

Considérons une onde incidente de dilatation qui est réfléchi sur une surface libre idéale (surface dans le vide, sans possibilité de réfraction). On peut montrer que l'onde incidente de dilatation sera réfléchi en une onde réfléchi de dilatation ainsi que d'une onde réfléchi de distorsion.

Soit une onde incidente de dilatation se propageant dans le plan  $xy$  et faisant un angle  $\alpha_1$  avec l'axe  $x$  ; soit le plan  $yz$  formant une surface libre (figure 1).

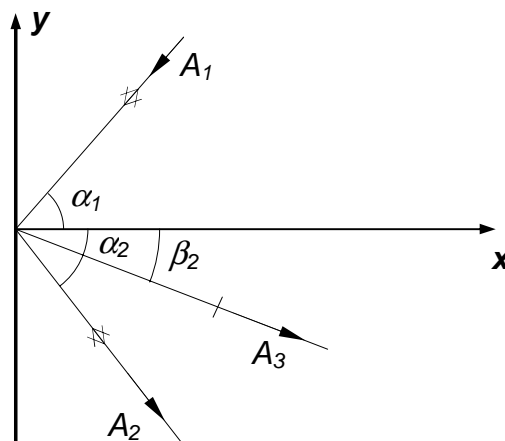


Figure 1 : réflexion d'une onde de dilatation sur une surface libre

Considérons une onde harmonique simple de dilatation pour laquelle le déplacement normal au front d'onde est noté  $\Phi_1$ :

$$\phi_1 = A_1 \sin(pt + f_1 x + g_1 y) \quad (1.9)$$

Avec :

---

$A_1$  = amplitude de l'onde incidente de dilatation

$$f_1 = \frac{p \cos \alpha_1}{c_1}$$

$$g_1 = \frac{p \sin \alpha_1}{c_1}$$

$c_1$  = vitesse de propagation de l'onde de dilatation

Considérons l'onde réfléchie de dilatation  $\Phi_2$  qui satisfait l'équation :

$$\phi_2 = A_2 \sin(pt - f_2 x + g_2 y + \delta_1)$$

Avec :

$A_2$  : amplitude de l'onde réfléchie de dilatation

$$f_2 = \frac{p \cos \alpha_2}{c_1}$$

$$g_2 = \frac{p \sin \alpha_2}{c_1}$$

$\delta_1$  étant une constante qui permet d'avoir un déphasage de l'onde réfléchie

On peut alors montrer que l'équation de l'onde réfléchie  $\Phi_2$  ne peut être satisfaite pour toute valeur de  $y$  et de  $t$  que si  $g_1 = g_2$  (i.e.  $\alpha_1 = \alpha_2$ ) que  $\delta_1 = 0$  et que  $A_1 = -A_2$ . Ainsi :

$$\phi_2 = -\phi_1 \quad (1.10)$$

En considérant que la contrainte  $\sigma_{xx}$  normale à la surface libre doit être nulle, la résolution des équations (1.1), (1.2) et (1.3) nous amène à admettre qu'il existe une onde réfléchie de distorsion  $\Phi_3$  qui satisfait l'équation :

$$\phi_3 = A_3 \sin(pt - f_3 x + g_3 y + \delta_2)$$

Avec :

$A_3$  : amplitude de l'onde réfléchie de distorsion

$$f_3 = \frac{p \cos \beta_2}{c_2}$$

$$g_3 = \frac{p \sin \beta_2}{c_2}$$

$c_2$  : vitesse de propagation de l'onde de distorsion

$\delta_2$  étant une constante qui permet d'avoir un déphasage de l'onde réfléchie

On peut alors montrer que l'équation de l'onde réfléchie  $\Phi_3$  ne peut être satisfaite pour toute valeur de  $y$  et de  $t$  que si  $g_1 = g_2 = g_3$  et  $\delta_2 = 0$

Ceci permet d'écrire une relation entre l'angle de réflexion de l'onde de distorsion et l'angle de l'onde incidente de dilatation :

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_2} = \frac{c_1}{c_2} \quad (1.11)$$

ainsi qu'une relation entre les amplitudes des ondes incidente et réfléchies :

$$2(A_1 - A_2) \cos \alpha_1 \sin \beta_2 - A_3 \cos 2\beta_2 = 0 \quad (1.12)$$

L'équation (1.11) montre que l'angle de l'onde réfléchie de distorsion est similaire à celui de la réfraction de la lumière ; l'« indice de réfraction » étant le rapport entre la vitesse de dilatation et celle de distorsion qui est aussi égale à  $\sqrt{(2+\lambda/\mu)}$ .

On peut noter que le flux d'énergie d'une onde de distorsion est inférieur à celui d'une onde de dilatation pour une même amplitude car le rapport  $c_2/c_1$  est toujours inférieur à 1. De plus, étant donné que l'angle de réflexion de l'onde de distorsion est plus petit que celui de l'onde d'incidence, la largeur du faisceau de l'onde de distorsion sera plus grande et donc sa densité d'énergie plus petite.

Un raisonnement similaire peut être fait pour une onde incidente de distorsion : soit une onde incidente de distorsion se propageant dans le plan  $xy$  et faisant un angle  $\beta_1'$  avec l'axe  $x$  ; soit le plan  $yz$  formant une surface libre (figure 2).

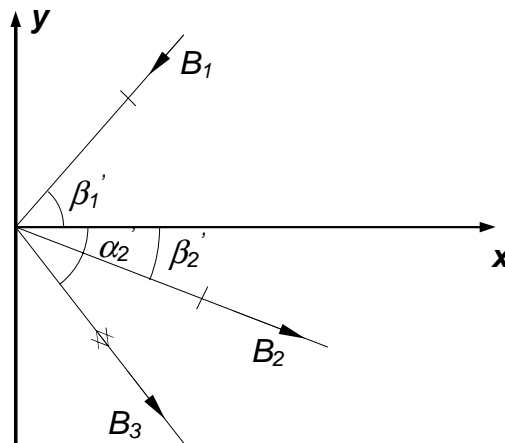


Figure 2 : réflexion d'une onde de distorsion sur une surface libre

Pour traiter correctement ce problème, il faut spécifier la direction de vibration de l'onde ; soit parallèle à l'axe  $z$ , soit perpendiculaire à celui-ci. Les déplacements résultants d'une onde quelconque peuvent alors être obtenus par la superposition de deux composantes d'ondes qui ont des directions de vibration perpendiculaires.

Pour une onde de distorsion dont les vibrations sont parallèles à l'axe  $z$ , les déplacements selon  $x$  et  $y$  sont nuls. Pour satisfaire les conditions limites, une onde de distorsion dont les vibrations sont parallèles à l'axe  $z$  sera réfléchi uniquement en une de distorsion de même amplitude et de phase opposée selon un angle  $\beta_2'$  égal à l'angle d'incidence  $\beta_1'$ .

Pour une onde de distorsion dont les vibrations sont perpendiculaires à l'axe  $z$ , la démarche est similaire à celle faite pour la réflexion des ondes de dilatations.



Une onde de distorsion dont les vibrations sont perpendiculaires à l'axe  $z$  sera réfléchiée en une onde de distorsion formant un angle  $\beta_2' = \beta_1'$  et en une onde de dilatation formant un angle  $\alpha_2'$  satisfaisant la relation :

$$\frac{\sin \alpha_2'}{\sin \beta_1'} = \frac{c_1}{c_2} \quad (1.13)$$

Considérons  $B_1$  l'amplitude de l'onde incidente de distorsion,  $B_2$  l'onde réfléchiée de distorsion et  $B_3$  l'onde de dilatation réfléchiée. On peut montrer que les amplitudes sont liées par les deux relations suivantes :

$$(B_1 + B_2) \sin 2\beta_1' \sin \beta_1' - B_3 \sin \alpha_2' \cos 2\beta_1' = 0 \quad (1.14)$$

$$(B_1 - B_2) \cos 2\beta_1' - 2B_3 \sin \beta_1' \cos \alpha_2' = 0 \quad (1.15)$$

### B.2.5 Réflexion et réfraction d'une onde à l'interface entre deux milieux:

Lorsqu'une onde élastique de dilatation ou de distorsion atteint une interface sans glissement, en général, quatre ondes sont générées. Deux sont réfractées dans le second milieu alors que deux autres sont réfléchiées dans le milieu de l'onde incidente.

Le traitement de ce problème est similaire à celui fait au chapitre précédent.

La figure 3 montre la réfraction et la réflexion d'une onde incidente de dilatation :

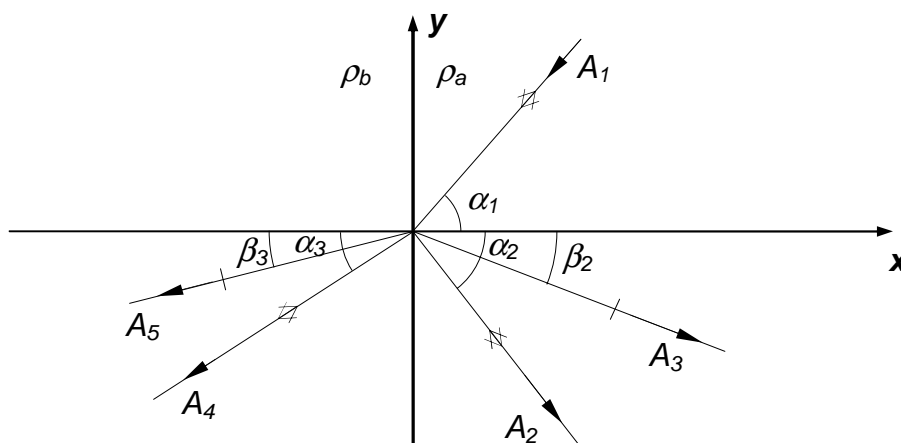


Figure 3 : réfraction et réflexion d'une onde de dilatation à une interface

Soit une onde incidente de dilatation parallèle au plan  $xy$  et formant un angle  $\alpha_1$  avec l'axe  $x$ . Cette onde sera réfléchiée et réfractée en deux ondes de dilatation formant les angles  $\alpha_2$  et  $\alpha_3$  avec l'axe  $x$  respectivement et en deux ondes de distorsion formant les angles  $\beta_2$  et  $\beta_3$  avec l'axe  $x$  respectivement.

Le principe de Huygen's permet d'écrire les relations entre les différents angles :

$$\frac{\sin \alpha_1}{c_1} = \frac{\sin \alpha_2}{c_1} = \frac{\sin \beta_2}{c_2} = \frac{\sin \alpha_3}{c_3} = \frac{\sin \beta_3}{c_4} \quad (1.16)$$

$c_1$  et  $c_2$  étant la vitesse de propagation de l'onde de dilatation et de distorsion dans le premier milieu alors que  $c_3$  et  $c_4$  sont les vitesses correspondantes dans le second milieu.

On peut montrer que les amplitudes  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$ ,  $A_4$  et  $A_5$  sont liées par les quatre équations suivantes :

$$(A_1 - A_2)\cos \alpha_1 + A_3 \sin \beta_2 - A_4 \cos \alpha_3 - A_5 \sin \beta_3 = 0 \quad (1.17)$$

$$(A_1 + A_2)\sin \alpha_1 + A_3 \cos \beta_2 - A_4 \sin \alpha_3 + A_5 \cos \beta_3 = 0 \quad (1.18)$$

$$(A_1 + A_2)c_1 \cos 2\beta_2 - A_3c_2 \sin 2\beta_2 - A_4c_3(\rho_b/\rho_a)\cos 2\beta_3 - A_5c_4(\rho_b/\rho_a)\sin 2\beta_3 = 0 \quad (1.19)$$

$$\rho_a c_2^2 [(A_1 - A_2)\sin 2\alpha_1 - A_3(c_1/c_2)\cos 2\beta_2] - \rho_b c_4^2 [A_4(c_1/c_3)\sin 2\alpha_3 - A_5(c_1/c_4)\cos 2\beta_3] = 0 \quad (1.20)$$

$\rho_a$  et  $\rho_b$  étant la masse volumique du premier et du second milieu.

Le raisonnement est similaire pour une onde incidente de distorsion. La figure 4 montre la réfraction et la réflexion d'une onde incidente de distorsion :

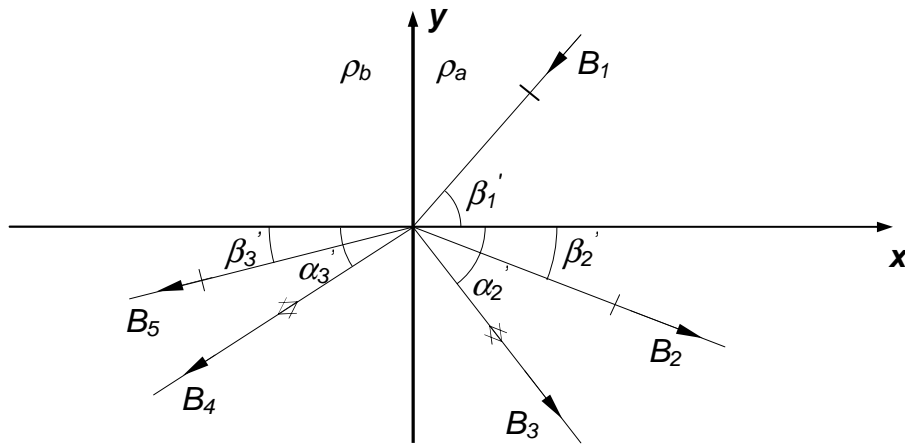


Figure 4 : réfraction et réflexion d'une onde de distorsion à une interface

Soit une onde incidente de distorsion parallèle au plan  $xy$  et formant un angle  $\beta_1'$  avec l'axe  $x$ . De même que pour le cas de la réflexion sur une surface libre, nous devons considérer deux cas.

Pour une onde de distorsion dont les vibrations sont parallèles à l'axe  $z$ , les déplacements selon  $x$  et  $y$  sont nuls. Pour satisfaire les conditions limites, une onde

de distorsion dont les vibrations sont parallèles à l'axe z est réfléchi en une onde de distorsion et réfractée en une onde de distorsion. Il n'y a pas d'onde de dilatation réfléchi ou réfractée.

Les angles des ondes de distorsion réfléchi et réfractée obéissent aux équations suivantes :

$$\beta'_1 = \beta'_2 \quad (1.21)$$

$$\frac{\sin \beta'_3}{\sin \beta'_1} = \frac{c_4}{c_2} \quad (1.22)$$

Ainsi que pour les amplitudes

$$B_1 + B_2 - B_5 = 0 \quad (1.23)$$

$$\rho_a \sin 2\beta'_1 (B_1 - B_2) - B_5 \rho_b \sin 2\beta'_3 = 0 \quad (1.24)$$

Pour une onde de distorsion dont les vibrations sont perpendiculaires à l'axe z, il y a une onde de dilatation réfléchi et réfractée. Les relations sur les angles et les amplitudes sont les suivantes :

$$\frac{\sin \beta'_1}{c_2} = \frac{\sin \beta'_2}{c_2} = \frac{\sin \alpha'_2}{c_1} = \frac{\sin \alpha'_3}{c_3} = \frac{\sin \beta'_3}{c_4} \quad (1.25)$$

$$(B_1 - B_2) \sin \beta'_1 + B_3 \cos \alpha'_2 + B_4 \cos \alpha'_3 - B_5 \sin \beta'_3 = 0 \quad (1.26)$$

$$(B_1 + B_2) \cos \beta'_1 + B_3 \sin \alpha'_2 - B_4 \sin \alpha'_3 - B_5 \cos \beta'_3 = 0 \quad (1.27)$$

$$c_2 (B_1 + B_2) \sin 2\beta'_1 - B_3 c_1 \cos 2\beta'_1 + \quad (1.28)$$

$$B_4 c_3 (\rho_b / \rho_a) \cos 2\beta'_3 - B_5 c_4 (\rho_b / \rho_a) \sin 2\beta'_3 = 0$$

$$\rho_a c_2 [(B_1 - B_2) \cos 2\beta'_1 - B_3 (c_2 / c_1) \sin 2\alpha'_2] - \quad (1.29)$$

$$\rho_b c_4 [(c_4 / c_3) B_4 \sin 2\alpha'_3 + B_5 \cos 2\beta'_3] = 0$$

$c_1$  et  $c_2$  étant la vitesse de propagation de l'onde de dilatation et de distorsion dans le premier milieu alors que  $c_3$  et  $c_4$  sont les vitesses correspondantes dans le second milieu ;  $\rho_a$  et  $\rho_b$  étant la masse volumique du premier et du second milieu.

## B.2.6 Réflexion totale:

Lorsque la vitesse de propagation de l'onde réfléchi ou réfractée est supérieure à celle de l'onde incidente, il existe un angle limite pour lequel l'onde incidente est uniquement réfléchi et pas réfractée ; il s'agit de la réflexion totale (similaire à l'optique).

Soit une onde incidente de dilatation à l'interface entre deux milieux ; l'angle  $\alpha_{1lim}$  limite est donné par la relation :

$$\sin \alpha_{1lim} = \frac{c_1}{c_3}$$

$c_1$  et  $c_3$  étant les vitesses de propagation des ondes de dilatation dans le premier et le second milieu. Si cet angle est supérieur à cette limite, il y a réflexion totale.

---

## B.3 Propagation d'ondes dans un milieu élastique limité

### B.3.1 Vibrations longitudinales dans une barre:

Nous considérons une barre cylindrique dont le diamètre est petit par rapport à la longueur d'onde de la perturbation longitudinale. Nous admettons que chaque section plane de la barre reste plane au passage de la perturbation et que la contrainte est uniforme sur toute la section.

Soit un petit élément  $PQ$  de longueur  $\delta x$  et de section  $A$ . Si la contrainte qui traverse la section en  $P$  est  $\sigma_{xx}$  alors la contrainte sur l'autre face est  $\sigma_{xx} + (\partial\sigma_{xx}/\partial x)\delta x$ . Si le déplacement est noté  $u$ , la loi de Newton peut s'écrire :

$$\rho A \delta x \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = A \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} \delta x \quad (1.30)$$

Avec  $\rho$  la densité de la barre.

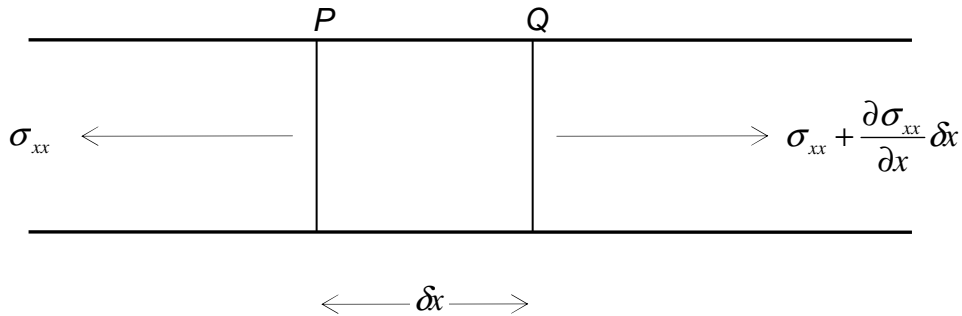


Figure 12 : contraintes dans un élément d'une barre traversée par une vibration longitudinale

Le rapport entre la contrainte  $\sigma_{xx}$  et la déformation  $\partial u/\partial x$  étant le module de Young  $E$ , la relation (1.30) peut s'écrire :

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = E \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (1.31)$$

La solution de cette équation est de la forme :

$$u = f(c_0 t - x) + F(c_0 t + x) \quad (1.32)$$

$$\text{avec } c_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

$f$  et  $F$  sont des fonctions qui dépendent des conditions initiales. La fonction  $f$  correspond à une onde se déplaçant dans le sens des  $x$  positifs alors que la fonction  $F$  correspond à une onde se déplaçant dans le sens opposé. L'équation (1.31) correspond donc à la propagation d'ondes longitudinales dans une barre, à la vitesse  $\sqrt{E/\rho}$ . Elle est aussi valable pour toute barre fine qui a une section quelconque uniforme. Nous avons considéré que chaque section plane reste plane au passage de la perturbation et que la contrainte est uniforme sur toute la section. Cependant la traction et compression longitudinale implique nécessairement une traction et compression latérales données par le coefficient de Poisson  $\nu$ . Ce déplacement

---

latéral implique une distribution non uniforme de la contrainte dans la section. Il s'agit de l'effet Pochhammer. Nous pouvons démontrer que cet effet devient important si la longueur d'onde de la perturbation est au moins du même ordre de grandeur que le diamètre de la barre.

En dérivant l'équation (1.32), on peut montrer que la contrainte  $\sigma_{xx}$  en un point de la barre dépend linéairement de la vitesse d'une particule en ce point :

$$\sigma_{xx} = \rho c_0 \frac{\partial u}{\partial t} \quad (1.33)$$

La constante  $\rho c_0$  qui lie la contrainte à la vitesse est *l'impédance caractéristique* du matériau.

De manière illustrative, nous considérons une barre de longueur  $AC$  suspendue librement. Considérons une contrainte  $\sigma_{xx}$  appliquée à l'extrémité  $C$  durant un court instant  $\delta t$ . A l'instant où la contrainte  $\sigma_{xx}$  est retirée, une longueur  $c_0 \delta t$  est comprimée alors que le reste de la barre ne subit pas de contrainte. Le pulse de compression garde alors une longueur constante et se déplace le long de la barre à une vitesse  $c_0$ .

De l'équation (1.33) on trouve que la vitesse d'une particule induite par la contrainte  $\sigma_{xx}$  est  $\sigma_{xx}/(\rho c_0)$  et que la masse qui se déplace à cette vitesse est  $\rho c_0 A \delta t$ . Lorsque le pulse de contrainte atteint l'extrémité libre de la barre, il est réfléchi en un pulse de traction qui se déplace à la vitesse  $c_0$ . Ce pulse de traction est ensuite réfléchi à l'autre extrémité en un pulse de compression et le cycle complet se répète.

Le pulse traverse la barre de longueur  $L$  dans le temps  $L/c_0$ . La figure 13 illustre ce déplacement lorsque  $\delta t < 2L/c_0$ .  $A$  et  $C$  sont les courbes de déplacement-temps des extrémités de la barre. La translation de la barre se fait donc par saccade d'intervalles de temps de  $2L/c_0$ .  $B$  représente la courbe de déplacement-temps du milieu de la barre qui subit une saccade de translation à une fréquence double de celle des extrémités.  $D$  représente la courbe déplacement-temps du centre de gravité de la barre, elle représente donc le déplacement moyen de toutes les particules de la barre. C'est une parabole pendant le temps  $\delta t$  durant lequel la contrainte  $\sigma_{xx}$  est appliquée et une ligne droite après ce temps.

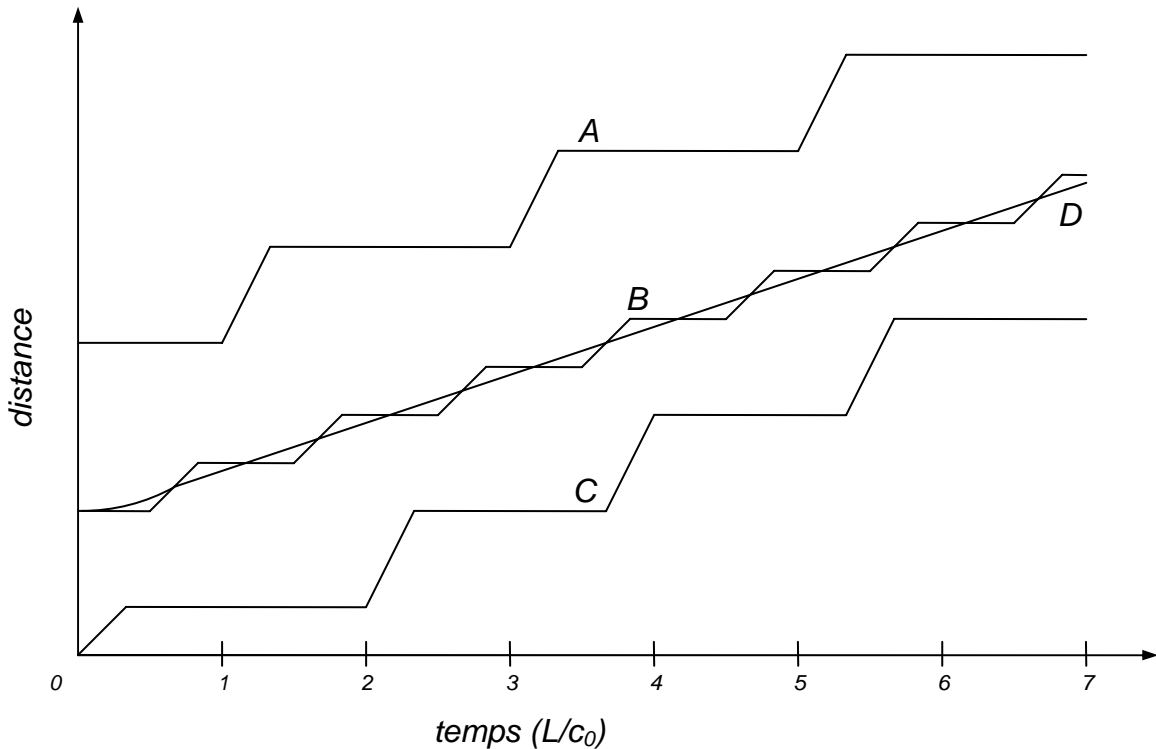


Figure 13 : courbes de déplacement-temps d'une barre montrant les translations par saccades produites par les réflexions répétée des pulses d'ondes de pression longitudinales. A et C sont les extrémités de la barre, B le milieu de celle-ci et D le centre de gravité. (Pour la clarté de la figure les déplacements ont été largement agrandi par rapport à la longueur de la barre.)

Le fait que la vitesse du centre de gravité est constante une fois que la contrainte  $\sigma_{xx}$  est retirée vient de la conservation de la quantité de mouvement qui peut aussi s'expliquer par la différence entre la masse par unité de longueur dans la région de la barre qui n'est pas contrainte et la région de longueur  $c_0 \delta t$  qui contient le pulse de pression. Ainsi, que ce soit un pulse de compression qui se propage dans le sens de déplacement de la barre ou que ce soit un pulse de traction qui se propage dans le sens inverse, le centre de gravité se déplace de manière continue dans le sens de propagation du pulse de compression initial.

#### B.4 Frottement interne et énergie

Lorsque des matériaux sont mis en vibration, une partie de l'énergie élastique est toujours convertie en chaleur. Les différents mécanismes qui sont à l'origine de ce phénomène sont appelés de manière générique *frottement interne*. Ainsi, un solide en vibration voit l'amplitude des ondes qui le traverse diminuer même s'il est parfaitement isolé de son environnement.

Pour les fluides, les forces de dissipations sont liées à la viscosité et à la conduction thermique ; leurs effets peuvent être calculés analytiquement. Pour les solides ces mécanismes ne sont toujours pas parfaitement maîtrisés.

La méthode la plus directe pour définir le frottement interne est le rapport  $\Delta W/W$ , avec  $\Delta W$  l'énergie dissipée dans un spécimen donné sur un cycle de contraintes et  $W$  l'énergie élastique stockée dans ce spécimen lorsque la contrainte est maximum. Ce rapport est souvent appelé *capacité spécifique d'amortissement* ou *perte*

*spécifique*. La valeur obtenue dépend cependant généralement de l'amplitude et de la vitesse du cycle et souvent aussi du passé du spécimen.

Il existe plusieurs méthodes indirectes pour mesurer le frottement interne et il est souvent admis que les forces de rappel élastiques sont proportionnelles à l'amplitude des vibrations et que les forces de dissipation sont proportionnelles à leur vitesse. Nous verrons plus loin que ces conditions sont tout à fait satisfaisantes pour les pièces métalliques (projectile, applicateur, barre de Hopkinson). La propagation d'ondes et la dissipation hystérétique est alors assimilée à une dynamique corps rigide avec dissipation visqueuse [16].

Lorsque ces conditions sont réalisées, le rapport entre deux amplitudes successives est constant et on peut définir le *décrément logarithmique*  $\Delta'$  comme étant le logarithme naturel de ce rapport.

L'équation générale du mouvement s'écrit :

$$P = M_1 \ddot{\xi} + \eta_1 \dot{\xi} + E_1 \xi \quad (1.38)$$

Avec :

$P$  : force d'excitation

$\xi$  : déplacement

$M_1$  : terme d'inertie qui dépend de la masse et de la forme du spécimen

$\eta_1$  : terme d'amortissement

$E_1$  : terme élastique qui dépend du module d'élasticité et de la forme du spécimen

La solution de cette équation lorsque les oscillations sont libres ( $P = 0$ ) et que l'amortissement interne est faible ( $\eta_1^2 < 4E_1M_1$ ) est du type :

$$\xi = C \exp\left(\frac{-\eta_1 t}{2M_1}\right) \cos(p_1 t + \beta) \quad (1.39)$$

$$\text{Avec : } p_1^2 = \frac{E_1}{M_1} - \frac{\eta_1^2}{4M_1^2}$$

$\beta$  et  $C$  sont des fonctions qui dépendent des conditions initiales

On montre alors que le décrément logarithmique  $\Delta'$  est donné par :

$$\Delta' = \frac{p_1 \pi \eta_1}{E_1} \quad (1.40)$$

Et l'on peut mettre en relation le décrément logarithmique avec le frottement interne par la relation :

$$2\Delta' = \ln\left(\frac{\Delta W}{W}\right) \quad (1.41)$$

Considérons une onde plane sinusoïdale de faible amplitude avec atténuation exponentielle. Si l'amplitude initiale est  $P_0$  (unité [N/m<sup>2</sup>]), elle sera de  $P_0 \exp(-\alpha x)$  une fois que l'onde aura parcouru une distance  $x$ .  $\alpha$  est ici une constante d'atténuation qui représente le frottement interne du matériau.

---

L'intégrale dans le temps du *flux d'énergie* (d'unité  $[J/m^2]$ ) d'une onde plane d'amplitude  $P$  est  $\int P^2/2\rho c dt$ , avec  $\rho$  la masse volumique et  $c$  la vitesse de propagation. Si l'on considère une tranche de matériau de section unité perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde et d'épaisseur  $\delta x$ , l'énergie entrant par unité de temps est donnée par la relation :

$$\frac{P_0^2 \exp(-2\alpha x)}{2\rho c} \quad [J/m^2 \times \text{sec}]$$

Et celle sortant par unité de temps :

$$\frac{P_0^2 \exp(-2\alpha(x + \delta x))}{2\rho c} \quad [J/m^2 \times \text{sec}]$$

En admettant qu'il n'y a aucun stockage d'énergie réversible, l'énergie dissipée par seconde dans la tranche de matériau est approximativement égal à :

$$\frac{P_0^2 \alpha \delta x}{\rho c} \exp(-2\alpha x) \quad [J/m^2 \times \text{sec}]$$

Et l'énergie dissipée  $\Delta W$  sur un cycle est donné par :

$$\Delta W = \frac{2\pi P_0^2 \alpha \delta x}{p\rho c} \exp(-2\alpha x) \quad [J/m^2] \quad (1.42)$$

Avec la fréquence de l'onde  $p/2\pi$

La *densité d'énergie* (d'unité  $[J/m^3]$ ) dans un milieu est donnée par la relation  $P^2/2\rho c^2$ . Ainsi l'énergie élastique maximum  $W$  stockée dans la tranche est :

$$W = \frac{P_0^2 \delta x}{2\rho c^2} \exp(-2\alpha x) \quad [J/m^2] \quad (1.43)$$

En combinant (1.42) et (1.43), on peut alors lier le coefficient  $\alpha$  au frottement interne par la relation :

$$\alpha = \frac{p}{4\pi c} \frac{\Delta W}{W} \quad [1/m] \quad (1.44)$$



---

---

## Annexe C : Modélisation du capteur à bobine à pas variable [47]

La figure 1 montre le schéma électrique équivalent simplifié valable pour un système LVDT (Linear Variable Differential Transformer) et utilisé pour la modélisation du capteur à bobine à pas variable.

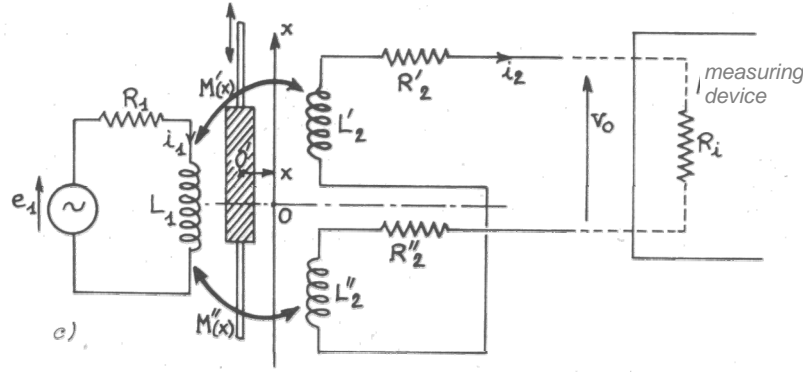


Figure 1 : schéma électrique équivalent simplifié d'un LVDT (source [47])

La boucle du primaire est alimentée à l'aide d'une tension sinusoïdale selon l'équation suivante :

$$e_1 = E_1 \cos \omega t \quad (1.01)$$

Les équations des circuits primaire et secondaires sont respectivement :

$$e_1 = (R_1 + jL_1\omega)i_1 + j[M'(x) - M''(x)]\omega i_2 \quad (1.02)$$

$$[R_2' + R_2'' + R_i + j\omega(L_2' + L_2'')]i_2 + j\omega[M'(x) - M''(x)]i_1 = 0 \quad (1.03)$$

Elles permettent de calculer, en fonction de  $e_1$ , la tension  $v_m = R_i \cdot i_2$  aux bornes du dispositif branché au secondaire.

$$v_m = \frac{j\omega R_i [M''(x) - M'(x)] e_1}{R_1(R_2 + R_i) + j\omega[L_2 R_1 + L_1(R_2 + R_i)] - \omega^2[L_1 L_2 + (M'(x) - M''(x))^2]} \quad (1.04)$$

où l'on a posé :  $L_2 = L_2' + L_2''$  et  $R_2 = R_2' + R_2''$

L'utilisation d'une résistance  $R_i$  élevée ( $R_i > 50k\Omega$ ) permet de rendre la tension  $v_m$  linéaire en fonction de  $M''(x) - M'(x)$  et indépendante de la valeur de  $R_i$  :

$$v_m = \frac{j\omega [M''(x) - M'(x)]}{R_i + jL_1\omega} e_1$$

La différence des coefficients de mutuelle induction qui varient en sens contraire en fonction de  $x$  entraîne une bonne compensation des non-linéarités autour de  $x = 0$  ; en effet, si l'on a :

$$\begin{aligned} M'(x) &= M(0) + ax + bx^2 \dots \\ M''(x) &= M(0) - ax + bx^2 \dots \end{aligned} \quad (1.05)$$

---

Alors :

$$M''(x) - M'(x) = -2ax \quad (1.06)$$

Et :

$$v_m = \frac{-2j\omega ae_1}{R_1 + jL_1\omega} x \quad (1.06)$$

La tension  $v_m$  varie donc linéairement de part et d'autre de la position origine  $x = 0$ .

De l'équation (1.06) on en déduit la sensibilité  $S$  du dispositif :

$$S = \frac{\Delta V_m}{\Delta x} = \frac{2\omega a E_1}{\sqrt{R_1^2 + L_1^2 \omega^2}} \quad (1.07)$$

$V_m$  étant l'amplitude de  $v_m$ .

---

---

---

# Curriculum vitae

Mathieu Benoit  
Au Leytey  
1805 Jongny

[leytey@gmail.com](mailto:leytey@gmail.com)  
021 947 35 94

Nationalité suisse  
Né le 29.08.1974

---

## Formation

- |           |  |
|-----------|--|
| 2005-2009 | Doctorat en biomécanique<br>étude de la propagation d'ondes de pression dans des tissus animaux et humains<br>conception d'appareils médicaux pour les thérapies par ondes de choc |
| 1993-1997 | Diplôme d'ingénieur mécanicien de l'EPFL (Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne)<br>spécialisation en mécanique et productique  |
| 1989-1992 | Baccalauréat scientifique au gymnase de Chamblandes à Pully  |

---

## Expériences professionnelles

- |           |   |
|-----------|---|
| 2005-2009 | Collaborateur scientifique et chargé de cours dans le <b>Laboratoire de Conception de Systèmes Mécaniques (LCSM)</b> de l' <b>EPFL</b> <ul style="list-style-type: none"><li>➤ direction de projets en relation avec l'Hôpital Orthopédique de la Suisse Romande (HOSR) et le Centre Hospitalier Universitaire Vaudois (CHUV)</li><li>➤ direction de projets pour l'industrie mécanique et biomécanique</li><li>➤ enseignement de la conception mécanique et des outils informatiques</li></ul> |
| 2003-2005 | Assistant scientifique et chargé de cours dans le <b>Laboratoire d'outils Informatiques pour la Conception et la Production en mécanique (LICP)</b> de l' <b>EPFL</b> <ul style="list-style-type: none"><li>➤ mise en place de projets entre l'industrie et l'EPFL</li><li>➤ enseignement de la Fabrication Assistée par Ordinateur (FAO)</li></ul>   |
| 1999-2003 | Responsable de projets dans le département de recherche et développement<br><b>AISA Automation Industrielle SA</b> , leader mondial de la machine de production de tubes en plastique et en laminé <ul style="list-style-type: none"><li>➤ conception de prototypes</li><li>➤ élaboration et optimisation de procédés</li><li>➤ développements CAO</li></ul>  |
| 1997-1999 | Responsable de projets dans les domaines de l'automatisation, l'instrumentation, la machine-outil et la machine spéciale<br><b>Atecom SA Analyses technico-commerciales</b> <ul style="list-style-type: none"><li>➤ homologation de nouveaux fournisseurs, optimisation des sources d'approvisionnement des clients, mise en place d'un système ISO 9000</li></ul>  |
| 1996-1997 | <b>Salomon Skis SA</b> <ul style="list-style-type: none"><li>➤ étude, conception et réalisation d'un banc pour essais dynamiques vibratoires sur des skis</li></ul>   |
| 1994-1996 | Projets d'étude<br><b>EPFL</b> <ul style="list-style-type: none"><li>➤ analyse modale de structures</li><li>➤ réglage d'un système en sustentation magnétique</li></ul><br><b>Nestlé</b> <ul style="list-style-type: none"><li>➤ stage d'usinage</li></ul>  |

---

## Brevets

---

2008	EP08168076 : Instrument zur Behandlung von biologischem Gewebe, sowie Verfahren zum Erzeugen von stosswellenartigen Druckwellen in einem solchen Instrument
2003	Dispositif de soudage pour matériau d'emballage
2003	WO 03/097332 : Device for welding packaging material
2002	WO 03/045654 : Installation for assembling tube components

## Publications

---

Benoit, M., Giovanola, J.H., Curnier, A., Agbebeviade, K. and Donnet, M. *"Characterization of pressure wave propagation in biological tissues"*, proceeding of the DYMAT 2009 : european association for the promotion of research into the dynamic behaviour of materials and its applications, Brussels, September 2009

Benoit, M., Giovanola, J.H., Agbebeviade, K. and Donnet, M. *"Scientific design of new medical devices for high energy elastic wave therapy of tissues and bones"*, presented at the CTI medtech awards, Bern, September 2008

Benoit, M., Giovanola, J.H., Agbebeviade, K. and Donnet, M. *"Experimental characterization of pressure wave generation and propagation in biological tissues"*, proceeding of the Swiss Society for Biomaterial, SSB, Basel, May 2008, and proceeding of the 13th International Conference on Biomedical Engineering, ICBME, Singapore, December 2008

## Langues

---

français	langue maternelle
anglais	bonnes connaissances techniques et de conversation
allemand	connaissances de base

## Informatique

---

conception	Catia V5, SolidWorks, AutoCad, ME10
fabrication	Catia V5 (fabrication par NC)
éléments finis	Abaqus implicit/explicit, Ansys, Catia V5, CosmosWorks
simulation	SimDesigner, CosmosMotion
bureautique	Excel, Word, Power Point, EndNote, PhotoShop

## Intérêts personnels

---

mécanique	restauration de véhicules anciens
musique	organisation d'un festival, direction de groupes de musique
cinéma	création d'une salle de cinéma et programmation de films

---

---